

**Entwicklung eines Autokorrektors zur
Messung der Mikropulsdauer
und
Aufbau eines Er:YAG-Lasers zur
Verstärkung der Mikropulse am
Freie-Elektronen-Laser**

Vom Fachbereich Physik
der Technischen Universität Darmstadt

zur Erlangung des Grades
eines Doktors der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)

genehmigte

D i s s e r t a t i o n

angefertigt von

Dipl.-Phys. Marco Brunken
aus Norden

Mai 2002

Darmstadt
D 17

Referent: Professor Dr. Dr. h.c. mult. A. Richter

Korreferent: Professor Dr. W. Seelig

Tag der Einreichung: 28. Mai 2002

Tag der Prüfung: 8. Juli 2002

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit werden die Entwicklung und der Aufbau eines kompakten Autokorrelators zur Messung der optischen Pulslänge des Freie-Elektronen-Lasers sowie die Vorbereitung der Energieerhöhung einzelner Laserpulse des FELs mittels parametrischer Verstärkung vorgestellt.

Zum Verständnis der im Undulator des FEL ablaufenden Wechselwirkung zwischen den Elektronenbunchen und dem erzeugten Lichtpuls ist die Kenntnis der Dauer und Form des Laserpulses von entscheidender Bedeutung. Der entwickelte Autokorrelator ermöglicht erstmals für den IR-FEL am S-DALINAC die Bestimmung der Pulsdauer aus der Autokorrelationsfunktion 2. Ordnung im Wellenlängenbereich von 4 bis 10 μm . Die Strahlführung im Autokorrelator erlaubte eine untergrundfreie Messung. In Simulationen konnte gezeigt werden, daß die Verwendung eines 2 mm dicken ZnGeP_2 -Kristalls zur Frequenzverdopplung anstelle eines 5 mm dicken AgGaS_2 -Kristalls für die Parameter des IR-FEL am S-DALINAC in einer Erhöhung der Konversionseffizienz um einen Faktor 50 resultierte. Die geringere Kristalldicke führte zu einer höheren zeitlichen Auflösung, wobei die minimal meßbare Pulsdauer von 300 fs durch die Geometrie des Pulsüberlapps und die Gruppengeschwindigkeitsdispersion im Kristall bestimmt war.

In einem Testexperiment am Free Electron Laser for Infrared Experiments (FELIX) in Nieuwegein (Niederlande) konnten maximale Konversionseffizienzen von $(7.5 \pm 1.1) \cdot 10^{-2}$ bei einer Wellenlänge von 8 μm für den ZnGeP_2 -Kristall und von $(3.5 \pm 0.5) \cdot 10^{-5}$ bei einer Wellenlänge von 5.9 μm für den AgGaS_2 -Kristall gemessen werden. Die Bestimmung der optischen Pulslänge für verschiedene Wellenlängen und Einstellungen der Resonatorlänge ergab Pulsdauern zwischen 305 fs und 3.6 ps. Durch eine Vergleichsmessung bei Wellenlängen von 6.2 und 6.4 μm konnte der Einfluß der Wasserabsorption auf die Struktur der Autokorrelationsfunktion und damit der Pulsform qualitativ bestimmt werden.

Zur Vorbereitung der Pulsverstärkung wurde ein gepulster Blitzlampen-gepumpter Er:YAG-Laser konzipiert und aufgebaut. Simulationen ergaben einen optimalen Strahldurchmesser von 800 μm im 10.16 cm langen Laserkristall. Die durch die Deposition von Pumpenergie im Kristall verursachte thermische Linse mit einer Brennweite von 2.7 m erlaubte zusammen mit den gekrümmten Kristallendflächen einen Resonator mit zwei planen Endspiegeln und einer Länge von

0.56 m zur Erzielung des optimalen Strahldurchmessers. Dabei wurde einer der beiden Spiegel zur Auskopplung des Laserpulses genutzt. Für den Transmissionsgrad dieses Spiegels wurde ein Optimum von 12.5 % berechnet.

Experimentell konnten die Parameter des ausgekoppelten Laserpulses bestimmt werden. Dabei ergab sich eine spektrale Halbwertsbreite von 2.4 nm und Laserpulse mit einer Energie von bis zu 120 mJ bei Pulslängen bis zu 100 μ s. Der Vergleich der Verstärkungseffizienz unter Verwendung eines undotierten Quarzglas und eines Europium-dotierten Quarzglas als Pumpkammermaterial resultierte für den Er:YAG-Laser in einer Verstärkungseffizienz von $(1.41 \pm 0.17) \cdot 10^{-2}$ und einer Schwellenleistung von (42 ± 15) kW für das undotierte Quarzglas sowie in einer Verstärkungseffizienz von $(7.6 \pm 0.3) \cdot 10^{-3}$ und einer Schwellenleistung von (76.8 ± 6.3) kW für das dotierte Quarzglas.

In Simulationen konnte gezeigt werden, daß nach Erreichen des Q-Switch durch eine parametrische Verstärkung in einem 10 mm langen ZnGeP₂-Kristall erstmals am IR-FEL die Erhöhung der Energie einzelner FEL-Pulse auf einige 100 μ J im Wellenlängenbereich von 4 bis 10 μ m möglich ist. Mit diesem Kristall kann ebenfalls ein optisch parametrischer Oszillator zur Erzeugung von Laserpulsen mit einer Dauer von einigen ns bei Energien von einigen 100 μ J im Wellenlängenbereich von 4 bis 10 μ m realisiert werden.

Inhaltsverzeichnis

Teil I: Entwicklung des Autokorrelators

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	4
2.1	Freie-Elektronen-Laser	4
2.2	Autokorrelation	11
3	S–DALINAC und FEL	19
3.1	S–DALINAC	19
3.2	Darmstädter IR–FEL	21
3.3	FELIX	22
4	Auslegung des Autokorrelators	25
4.1	Anforderungen an den Autokorrelator	25
4.2	Aufbau	26
4.3	Anforderungen an den Kristall	30
4.4	Zeitliches Auflösungsvermögen des Autokorrelators	35
5	Experimentelle Ergebnisse	39
5.1	Messung der Konversionseffizienz	39
5.2	Durchführung der Pulsdauer-Messungen	42
5.3	Abhängigkeit von der Wellenlänge	44
5.4	Einfluß der Wasserabsorption	48
5.5	Abhängigkeit von der Desynchronisation	51
5.6	Zeitaufgelöste Autokorrelationen	51
6	Einsatz am S–DALINAC	53

Teil II: Aufbau des Autokorrektors zur Mikropulsverstärkung

7 Grundlagen	55
7.1 Resonator	56
7.2 Erzeugung von Laserstrahlung	59
7.3 Parametrische Prozesse	65
8 Auslegung des Lasersystems	69
8.1 Anforderungen	69
8.2 Er:YAG als Lasermaterial	70
8.3 Effizienz des Pumpprozesses	71
8.4 Konfiguration des Resonators	75
9 Ergebnisse	81
9.1 Durchführung der Messungen	81
9.2 Pulsstruktur	83
9.3 Pumpeffizienz	83
9.4 Laserparameter	88
9.5 Effizienz der parametrischen Prozesse	91
10 Zusammenfassung und Ausblick	96
A Simulation der Besetzungsinversion	98

1 Einleitung

Seit der erstmaligen experimentellen Realisierung eines Lasers im Jahr 1960 durch T. H. Maiman [1] ist das Gebiet der Laserphysik stark expandiert. Die Entdeckung und Weiterentwicklung unterschiedlichster Lasermaterialien führte zu einem breiten Anwendungspotential, z. B. in der Medizin, der Materialwissenschaft und der Telekommunikation. Dabei überdecken sowohl die erreichbaren Spitzenintensitäten als auch die Pulsdauern einen Bereich von etwa 20 Größenordnungen. Eine Einschränkung der meisten dieser konventionellen Lasermaterialien liegt darin, daß die mittlere ausgekoppelte Leistung durch die Zerstörschwellen der Lasermedien begrenzt und die Emissionswellenlänge nur in einem sehr kleinen Bereich frei wählbar ist.

Erst mit der Entwicklung des Freie-Elektronen-Lasers (FEL) 1977 in Stanford [2] standen Quellen intensiver kohärenter elektromagnetischer Strahlung zur Verfügung, die in einem weiten Wellenlängenbereich durchstimmbar waren. So decken die derzeit im Betrieb befindlichen FELs [3] einen erheblichen Teil des elektromagnetischen Spektrums von mm-Wellen bis hin zu ultravioletter Strahlung ab. Gleichzeitig zeichnen sie sich durch hohe Repetitionsraten im Bereich von MHz bis GHz bei hohen mittleren Leistungen von inzwischen bis zu 1.7 kW am TJNAF IR DEMO FEL [4] und Pulsdauern von wenigen ps und darunter aus. Auf der Basis der Self-Amplified-Spontaneous-Emission (SASE) konnte erstmals mit einem FEL auch eine Wellenlänge von 109 nm mit hohen Intensitäten erreicht werden [5].

Am supraleitenden Elektronenlinearbeschleuniger S-DALINAC wurde ein FEL zur Erzeugung von Laserpulsen im Wellenlängenbereich zwischen 3 und 10 μm konzipiert und aufgebaut [6,7]. Er ist in Deutschland der erste und weltweit neben dem TJNAF IR DEMO FEL der einzige, an dem eine kontinuierliche Erzeugung von Pulsen möglich ist. Die Aufprägung einer zusätzlichen Makropulsung läßt darüber hinaus nahezu beliebige Zeitstrukturen zu.

Konventionellen Lasersystemen und dem FEL gemein ist, daß eine umfangreiche Diagnostik benötigt wird. Zum Verständnis der Pulserzeugung ist dabei eine genaue Messung und Analyse der Dauer und Form der Pulse von besonderer Bedeutung. Für den Darmstädter FEL läßt sich aus der Messung der Elektronen-

bunchlänge [8] folgern, daß die maximale Länge des optischen Pulses im Bereich von etwa 2 ps liegt. Da für Pulsdauern von wenigen ps und darunter insbesondere im infraroten Wellenlängenbereich keine ausreichend schnellen Detektoren zur Verfügung stehen, sind parallel zur Entwicklung von Ultrakurzpulslasern vielfältige indirekte Meßmethoden entstanden [9–11].

Insbesondere zu nennen ist die Streak-Kamera [12]. Der zu messende Lichtpuls wird dabei auf einen Leuchtschirm abgebildet und aus der Länge der Abbildung die Pulsdauer errechnet. Streak-Kameras mit genügend hoher zeitlicher Auflösung sind allerdings kommerziell für Wellenlängen oberhalb von 1.6 μm nicht erhältlich. Zur Messung der Pulsdauer mit einer Streak-Kamera ist also entweder eine technisch sehr aufwendige Neuentwicklung notwendig, oder es muß die neben der Grundwellenlänge im FEL erzeugte 3. bzw. 5. Harmonische analysiert werden. Wie die FEL-Theorie zeigt [13–15], ist jedoch in den höheren Harmonischen schon die Struktur des Spektrums der spontanen Strahlung in vielen Fällen komplexer als in der Grundwellenlänge, wodurch ein Transfer der Ergebnisse auf den Laserpuls in der Grundwellenlänge schwierig ist. Hinzu kommt, daß kommerzielle Streak-Kameras sehr kostenintensiv sind.

Im Rahmen des ersten Teils dieser Arbeit soll die parallel zur Entwicklung von Ultrakurzpulslasern entstandene Messung der Autokorrelationsfunktion [16–21] ausgenutzt werden, die mit einem erheblich geringeren technischen Aufwand eine Analyse des Laserpulses in der Grundwellenlänge erlaubt. Dabei sollen Erfahrungen, die während eines ersten Testexperimentes 1997 gewonnen wurden [22], die Basis der Konzeption darstellen.

Experimente zur Ablation von biologischem Gewebe [23, 24] in Kooperation mit der Universität Heidelberg sowie zur Erzeugung amorpher Diamantschichten [25, 26] legen die Verstärkung einzelner Laserpulse auf Energien um 10 μJ nahe. Da Pulse im gesamten Wellenlängenbereich des FELs verstärkt werden sollen, kann eine regenerative Verstärkung z. B. in einem Festkörperlaser nicht ausgenutzt werden, da in diesem Fall durch das verwendete Lasermedium die Wellenlänge festgelegt ist. Eine Alternative bietet die sogenannte optisch parametrische Verstärkung (OPA), bei der durch die Wechselwirkung zweier Laserpulse in einem optisch nichtlinearen Medium ein Energietransfer zwischen diesen stattfindet. Auf der Basis dieses Effektes sind inzwischen auch optisch parametrische Oszillatoren

(OPOs) entwickelt worden, die in einem sehr weiten Wellenlängenbereich durchstimmbar sind [27–29]. Die dafür benötigten hohen Intensitäten begrenzen jedoch sowohl die Repetitionsrate als auch die mittlere Leistung, während die Pulsdauern und -energien durchaus vergleichbar mit denen der FELs sind. Das Lasermedium Er:YAG bietet die Möglichkeit, ausreichend hohe Intensitäten sowohl für einen OPO wie auch einen OPA in Kombination mit dem FEL zu verwirklichen. Gleichzeitig können, bedingt durch die Laseremission bei $2.94\text{ }\mu\text{m}$ nahe einer Hauptabsorptionslinie des Wassermoleküls auch direkt Experimente zur Gewebeablation durchgeführt werden. Im zweiten Teil der Arbeit wird der Aufbau eines solchen Er:YAG-Lasers dargestellt.

Kapitel 2 dieser Arbeit umfaßt die Darstellung des Prinzips eines Freie-Elektronen-Lasers, die Pulserzeugung und die notwendigen theoretischen Grundlagen zur Messung der Pulsdauer. Kapitel 3 beinhaltet die Beschreibung des S–DALINAC, des Darmstädter IR–FEL und des Free Electron Laser for Infrared Experiments (FELIX) in Nieuwegein (Niederlande), an dem erste Testexperimente durchgeführt wurden. Kapitel 4 schließlich behandelt die Konzeption des Autokorrelators, mit dem die in Kap. 5 beschriebenen Ergebnisse erzielt werden konnten. Kapitel 6 faßt den ersten Teil der Arbeit zusammen.

Im zweiten Teil der Arbeit widmet sich Kap. 7 den theoretischen Grundlagen, die für das Verständnis der Auslegung des Lasers, der parametrischen Oszillation und Verstärkung notwendig sind, Kap. 8 der Auslegung und dem Aufbau, Kap. 9 ersten Messungen zur Charakterisierung der Eigenschaften des Lasers. Mit einer Zusammenfassung und einem Ausblick beschließt Kap. 10 die Arbeit.

Teil I: Entwicklung des Autokorrelators

2 Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel steht zunächst die Erzeugung von Laserpulsen aus den Elektronenbunchen in einem Freie-Elektronen-Laser im Mittelpunkt. Die Elektronenbunchen werden dabei von einem Hochfrequenzbeschleuniger erzeugt, dessen Eigenschaften die des damit getriebenen FELs wesentlich beeinflussen. Im zweiten Teil werden dann die theoretischen Grundlagen zur Analyse der Laserpulse dargestellt.

2.1 Freie-Elektronen-Laser

2.1.1 Erzeugung der spontanen Strahlung

Ebenso wie in einem konventionellen Lasersystem emittieren in einem Freie-Elektronen-Laser Elektronen kohärente elektromagnetische Strahlung, wobei sie jedoch nicht an Atome gebunden sind, sondern sich, wie schematisch in Abb. 2.1 gezeigt, relativistisch durch ein alternierendes Magnetfeld, den sogenannten Undulator bewegen.

Dabei wirkt auf die Elektronen im Undulator mit dem Magnetfeld B_U die Lorentzkraft

$$\vec{F} = \frac{d}{dt} (\gamma m_0 c \vec{\beta}) = -ec \vec{\beta} \times \vec{B}_U, \quad (2.1)$$

wobei m_0 die Ruhemasse, e die Ladung und $\vec{\beta}$ die Geschwindigkeit (in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit c) bzw. γ den Lorentzfaktor der Elektronen bezeichnet. Treten alle Elektronen auf der Symmetrieachse in den Undulator ein, ist die magnetische Flußdichte gegeben durch die Beziehung [30]

$$\vec{B}_U = B_U \cos(k_U z) \vec{e}_y, \quad (2.2)$$

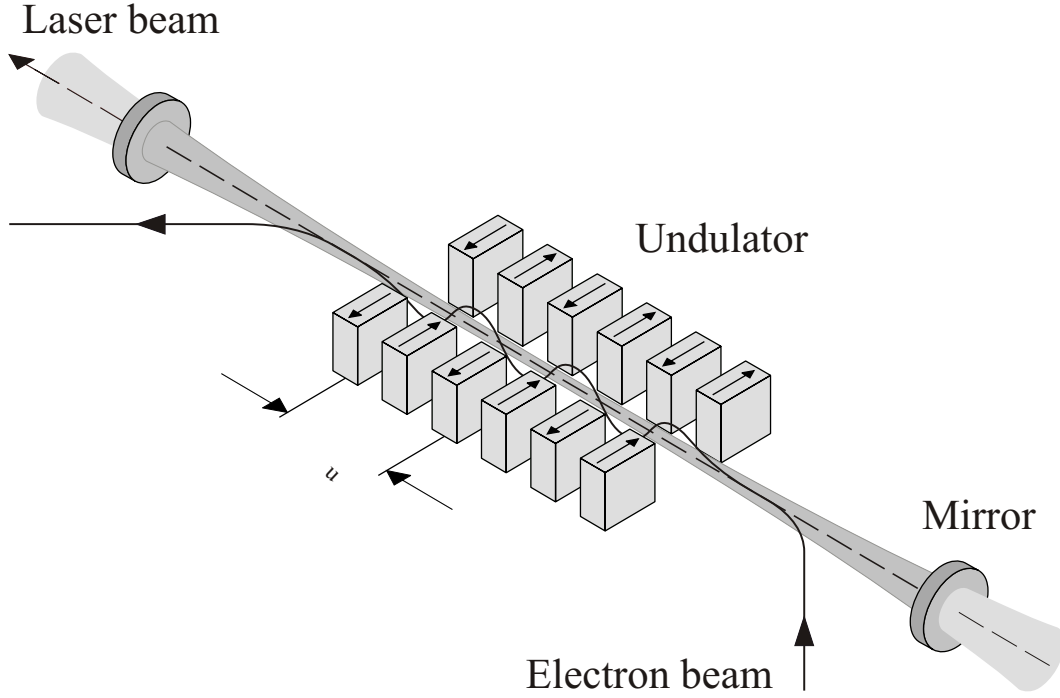


Abb. 2.1: Prinzip eines Freie-Elektronen-Lasers in der Oszillatorkonfiguration.

in der $k_U = 2\pi/\lambda_U = \omega_U/c$ verknüpft ist mit der Periodenlänge λ_U des Undulators. Die Lösung der Bewegungsgl. (2.1) ergibt für die Elektronen eine beschleunigte, transversal oszillierende Bewegung, deren Geschwindigkeits- bzw. Bahnkomponenten beschrieben werden durch [30]

$$\begin{aligned}\beta_x &= \frac{K}{\gamma} \sin(\omega_U t) = \Phi \sin(\omega_U t) \\ \beta_y &= 0 \\ \beta_z &= \sqrt{\beta^2 - \beta_x^2},\end{aligned}\tag{2.3}$$

und

$$\begin{aligned}x &= -\frac{K}{\gamma k_U} \cos(\omega_U t) \\ y &= 0 \\ z &= ct \left[1 - \frac{1}{2\gamma^2} \left(1 + \frac{\beta^2 K^2}{2} \right) \right].\end{aligned}\tag{2.4}$$

Dabei ist der dimensionslose Undulatorparameter

$$K = \frac{e\lambda_U B_U}{2\pi m_0 c} \quad (2.5)$$

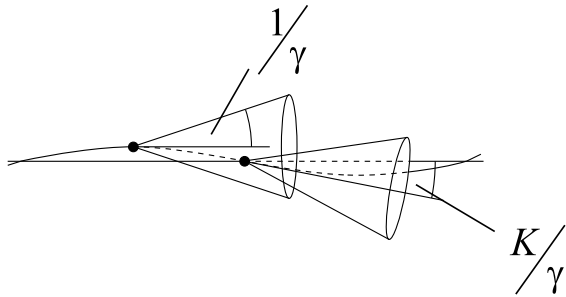
ein Maß für die Amplitude $K/\gamma k_U$ der Elektronen von der Achse und für ihren maximalen Bahnwinkel $\Phi = K/\gamma$.

In Abb. 2.2 ist die Bahn eines Elektrons für zwei verschiedene Konfigurationen gezeigt. Ist die maximale Amplitude $K/\gamma k_U$ der Auslenkung so klein, daß die emittierten Synchrotronstrahlungskegel mit dem Öffnungswinkel $1/\gamma$ überlappen [31], kommt es zu einer Interferenz und damit einer Erzeugung des Spektrums der spontanen Strahlung mit diskreten Emissionslinien. In diesem Fall, in dem zumeist $K \approx 1$ gilt, wird von einem Undulator gesprochen. Im Gegensatz dazu kommt es im Wiggler mit $K \gg 1$ zu keiner Interferenz, das emittierte Spektrum ist kontinuierlich. Die im Undulator emittierte Leistung P ist gegeben durch [31]

$$\frac{d^2 P}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2 \omega^2}{16\pi^3} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \left| \int_{-\infty}^{\infty} \vec{n} \times (\vec{n} \times \vec{\beta}) \exp \left[i\omega \left(t - \frac{\vec{n} \cdot \vec{r}(t)}{c} \right) \right] dt \right|^2 \quad (2.6)$$

mit dem Raumwinkelement $d\Omega$, dem Frequenzintervall $d\omega$ und dem Einheitsvektor von der bewegten Ladung zum Beobachter \vec{n} . Einsetzen von Gl. (2.6) in die Bewegungsgln. (2.4) liefert ein Linienspektrum [32] mit der fundamentalen

Undulator $K \approx 1$



Wiggler $K \gg 1$

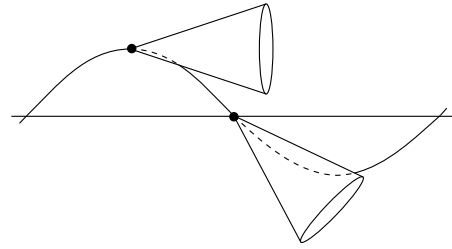


Abb. 2.2: Synchrotronstrahlungskegel für einen Undulator mit $K \approx 1$ und einen Wiggler mit $K \gg 1$.

Frequenz ω_1 bzw. Wellenlänge λ_1

$$\omega_1 = \frac{2\pi c}{\lambda_1} = \frac{2\gamma^2 \omega_U}{1 + K^2/2 + \gamma^2 \Theta^2} \quad (2.7)$$

und höheren Harmonischen mit $\omega_n = n\omega_1$. Die entstehende Strahlung ist vom Winkel Θ zum Beobachter abhängig und verschwindet aus Symmetriegründen für $\Theta = 0$ für die geradzahigen Harmonischen. Die spektrale Verteilung in einem Bereich $\delta\omega$ ergibt sich aus [33]

$$\left. \frac{d^2 P}{d\omega d\Omega} \right|_{\omega=\omega_n \pm \delta\omega} = \frac{e^2 \gamma^2 N_U^2}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \frac{n^2 K^2}{(1 + K^2/2 + \gamma^2 \Theta^2)^2} F(n\xi) \left(\frac{\sin x}{x} \right)^2. \quad (2.8)$$

Hierbei ist die sogenannte Verstimmung

$$x = n\pi N_U \frac{\delta\omega}{\omega_n}, \quad (2.9)$$

$F(n\xi)$ die Differenz der Besselfunktionen

$$F(n\xi) = \left[J_{\frac{n-1}{2}}(n\xi) - J_{\frac{n+1}{2}}(n\xi) \right]^2 \quad (2.10)$$

und

$$\xi = \frac{K^2}{4(1 + K^2/2 + \gamma^2 \Theta^2)}. \quad (2.11)$$

Die Halbwertsbreite dieser spektralen Verteilung

$$\frac{\Delta\omega_n}{\omega_n} \approx \frac{1}{nN_U} \quad (2.12)$$

nimmt mit der Periodenzahl N_U des Undulators ab und beträgt für den IR-FEL am S-DALINAC für die Grundwellenlänge etwa 1.25 %.

2.1.2 Elektronen im ponderomotiven Potential

Wird das erzeugte spontane Strahlungsfeld in einem Resonator, dessen Länge auf die Wiederholfrequenz der Elektronenbunche abgestimmt ist, gespeichert, so kommt es im Magnetfeld des Undulators zur Wechselwirkung mit nachfolgenden Elektronenbunchen. Beide Felder bilden zusammen das sogenannte ponderomotive Potential, in dem ein Energieaustausch zwischen Elektronen und Lichtfeld stattfindet, der zu einer Lichtverstärkung führen kann.

Durch das Magnetfeld im Undulator wird den Elektronen eine transversale Geschwindigkeitskomponente v_x aufgeprägt, an die das dazu parallele elektrische Feld

$$\vec{E}_L = E_L \cos(k_L z - \omega_L t + \phi_0) \vec{e}_x \quad (2.13)$$

mit einer Frequenz ω_L und Phase ϕ_0 koppelt. Es ist jedoch zu berücksichtigen, daß die Geschwindigkeit der Elektronen geringer ist als die der Photonen, wodurch in jeder Undulatorperiode eine Phasendifferenz $\Delta\Psi$ zwischen beiden entsteht. Dieses ist in Abb. 2.3 schematisch für drei verschiedene Zeitpunkte dargestellt. Wenn beim Nulldurchgang der Elektronen in jeder Periode der Vektor des Strahlungsfeldes in die gleiche Richtung wie der Geschwindigkeitsvektor v_x zeigt und dabei seinen größten Betrag hat, wirkt das elektrische Feld maximal bremsend auf die Elektronen und der Energieübertrag ist am höchsten. Dabei läuft das Lichtfeld pro Undulatorperiode um eine Wellenlänge voraus, insgesamt ergibt sich die sogenannte "slippage length" $l_s = N_U \lambda$ mit der Zahl der Undulatorperioden N_U . Gleichzeitig wird dem Elektronenbunch die Struktur des Lichtfelds aufgeprägt. Dieses sogenannte Mikrobunching ist die Voraussetzung für eine kohärente Emission. Der Energieübertrag eines einzelnen Elektrons ΔW_e beträgt dabei

$$\Delta W_e = m_0 c^2 \Delta\gamma. \quad (2.14)$$

Ein Maß für den aus der mittleren Energieabgabe aller Elektronen resultierenden Energiegewinn des Lichtfelds ist die Kleinsignalverstärkung G_n , die für die n-te Harmonische gegeben ist durch [35]

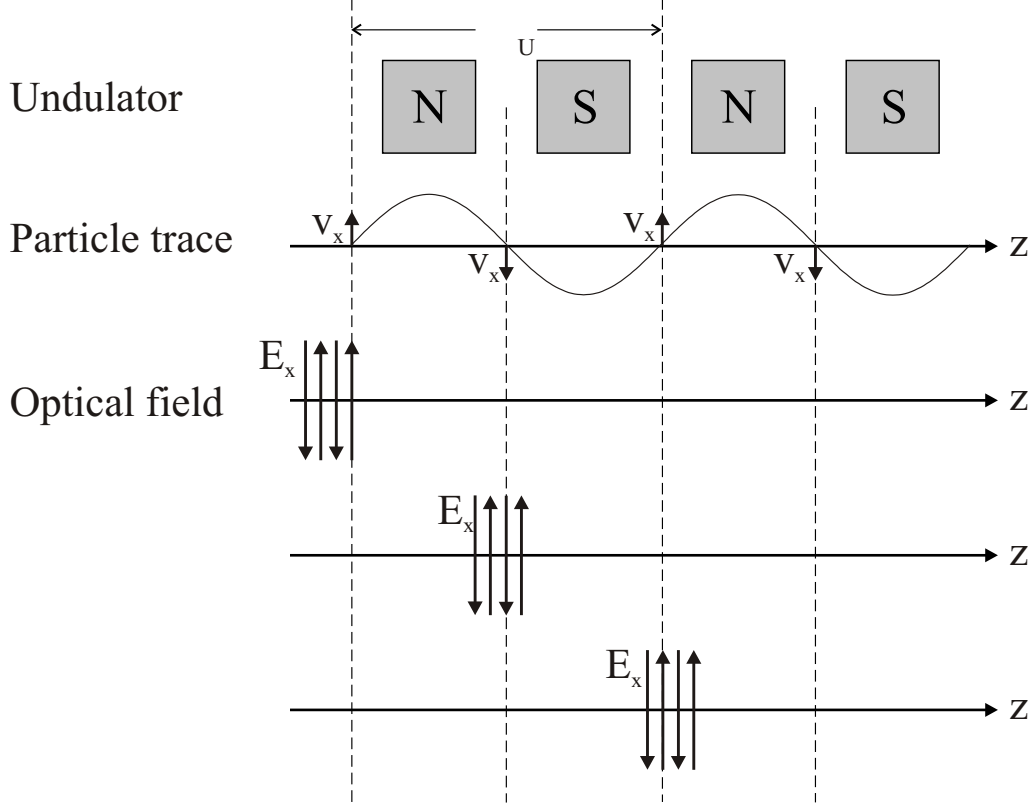


Abb. 2.3: Entwicklung der Phasenbeziehung zwischen dem Lichtfeld, dessen Phasen durch Pfeile gekennzeichnet sind, und der Elektronenbahn mit der transversalen Geschwindigkeitskomponente v_x im Magnetfeld des Undulators. Die höhere Geschwindigkeit des Lichtfeldes führt zu einer Phasendifferenz, dessen Entwicklung für drei verschiedene Zeitpunkte gezeigt ist [34].

$$G_n = -\frac{\Delta W_e}{W_e} = \pi n \frac{(K\lambda_U)^2}{\sigma_x \sigma_y} \left(\frac{N_U}{\gamma} \right)^3 \frac{\hat{I}}{I_0} F(n\xi) \cdot \frac{d}{dt} \left(\frac{\sin x}{x} \right)^2. \quad (2.15)$$

Dabei ist $\sigma_x \sigma_y$ das Produkt des vertikalen und horizontalen Elektronenstrahlradius und $I_0 = 4\pi\epsilon_0 m_0 c^3 / e \approx 17$ kA der van Alfvén Strom. Die Kleinsignalverstärkung ist also abhängig vom Elektronenspitzenstrom \hat{I} und nimmt mit γ^3 ab. Im Gegensatz zu konventionellen Lasern werden damit in einem FEL neben der Grundwellenlänge auch höhere Harmonische angeregt und verstärkt. Die Proportionalität von G_n zur Ableitung der spontanen Strahlung aus Gl. (2.8) wird als Madey-Theorem bezeichnet und hat zur Folge, daß nur ein Teil des spontanen Strahlungsspektrums verstärkt wird.

2.1.3 Einfluß der Desynchronisation

Die Beschleunigung der Elektronen erfordert Bunchlängen im Bereich weniger Pikosekunden. Somit entstehen optische Pulse, deren Länge im gleichen Zeitbereich liegt und die durch geeignete Wahl der Resonatorlänge mit nachfolgenden Elektronenbunchen synchronisiert werden müssen. Hierbei ist in Betracht zu ziehen, daß die Differenz der Geschwindigkeiten von Elektronenbunch und Lichtpuls abhängig ist vom Energieübertrag der Elektronen an das Lichtfeld. Sowohl für eine geringe Stärke des elektromagnetischen Feldes wie auch für den Fall der Sättigung ist die Energieabnahme der Elektronen entlang des Undulators gering, d.h. die Elektronen fallen nur wenig gegenüber dem Lichtpuls zurück. Ist der Energieübertrag jedoch groß, nimmt die Elektronengeschwindigkeit stärker ab. Dieser Effekt wird als Desynchronisation bezeichnet. Da die eigentliche Verstärkung durch das erforderliche Mikrobunching erst etwa im letzten Drittel des Undulators einsetzt und der Laserpuls hier den Elektronenbunch bereits teilweise überholt hat, wird vor allem der hintere Teil des Laserpulses verstärkt, wodurch sich der Schwerpunkt der Laserpulsintensität verlagert und dadurch seine Geschwindigkeit niedriger als die Lichtgeschwindigkeit ist. Dieses wird als Lethargie bezeichnet [36]. Über mehrere Umläufe hinweg ergibt sich eine kontinuierliche Desynchronisation, die durch eine Verkürzung des Resonators ausgeglichen werden muß. Simulationen zeigen, daß eine Einstellung der Resonatorlänge derart, daß Lichtpuls und Elektronenbunch gleichzeitig in den Undulator laufen, zu einer verschwindenden Kleinsignalverstärkung führen, der Laser also nicht anschwingt [34]. Mit abnehmender Resonatorlänge wird der Lethargieeffekt ausgeglichen, die Kleinsignalverstärkung nimmt zu, gleichzeitig nimmt aber die maximal erreichbare Intensität ab. Die Ursache dafür ist, daß im Falle der Sättigung der Energieübertrag an den Laserpuls gering ist und somit der Schwerpunkt der Intensität nur wenig beeinflusst wird, die Gruppengeschwindigkeit des Lichtpulses also wieder die Lichtgeschwindigkeit erreicht.

2.1.4 Tapering

Eine zusätzliche Möglichkeit am IR-FEL des S-DALINAC, die Wechselwirkung zwischen Lichtpuls und Elektronenbunch zu beeinflussen, ist das sogenannte Tapering. Durch die Energieabgabe der Elektronen an das Lichtfeld ändert sich

deren Geschwindigkeit. Somit verschiebt sich im Laufe des Verstärkungsprozesses die Resonanzwellenlänge. Gemäß Gl. (2.7) kann dieses ausgeglichen werden, indem das Magnetfeld entlang des Undulators kontinuierlich zunimmt, dieses wird als negatives Tapering bezeichnet. Positives Tapering, bei dem das Magnetfeld entlang des Undulators z. B. durch einer Vergrößerung des Abstandes der Polschuhe der beiden Permanentmagnete kontinuierlich abnimmt, kann ebenfalls zur Beeinflussung des Energieübertrags an das Lichtfeld genutzt werden [37].

Sowohl die Desynchronisation als auch das Tapering haben gravierende Einflüsse auf das Spektrum und die Struktur des optischen Pulses, dessen Messung unabhängig für eine Analyse der im Undulator ablaufenden physikalischen Prozesse ist.

2.2 Autokorrelation

Die Erzeugung der Laserpulse aus Elektronenbunchen im Undulator resultiert in einer Verknüpfung der Länge der Laserpulse mit der der Elektronenbunche. Messungen der Elektronenbunchlänge [8] ergaben dabei einen Wert von etwa 2 ps, woraus eine Laserpulsdauer im Bereich einiger 100 fs bis zu einigen ps folgt. Für diesen Zeitbereich gibt es insbesondere im Bereich des mittleren bis fernen Infrarot keine Detektoren mit einer ausreichenden zeitlichen Auflösung. Aus diesem Grund muß eine indirekte Messung durchgeführt werden, wobei sich die seit langem etablierte Technik der Autokorrelation [21] anbietet.

2.2.1 Prinzip der Autokorrelation

Im allgemeinen wird zur Messung eines Signals eine Schalterfunktion benötigt, die wesentlich kürzer ist als das Signal selbst. Da dieses in Bezug auf den Laserpuls bereits am unteren Ende der erreichbaren Zeitskala liegt, ist es sinnvoll, den Puls selbst als Zeitfenster zu nutzen. Dazu wird der zu messende Puls mittels eines Strahlteilers in zwei Teilpulse aufgespalten, einer von beiden wird gegenüber dem anderen um τ zeitlich verzögert, anschließend werden beide wieder kollinear

überlagert. Mathematisch ist diese Messung durch die sogenannte Autokorrelationsfunktion beschrieben, die in erster Ordnung der Gleichung

$$g_B^{(1)}(\tau) = \frac{\int dt |E(t) + E(t + \tau)|^2}{\int dt |E(t)|^2} \quad (2.16)$$

mit den Feldstärken der beiden Teilpulse $E(t)$ bzw. $E(t + \tau)$ genügt [19]. Es zeigt sich, daß $g_B^{(1)}(\tau)$ proportional zur Fourier-Transformierten der spektralen Intensität mit der Halbwertsbreite $\Delta\nu$ ist, woraus sich die Beziehung $\Delta\nu\tau_p = C$ mit einer durch die Pulsform bestimmten Konstante C ableiten läßt. Daraus folgt, daß die Autokorrelation erster Ordnung Informationen liefert, die auch aus einer Messung des Spektrums zu extrahieren sind. Erfüllt ein Laserpuls mit der Dauer τ_p diese Gleichung, wird er als Bandbreite-begrenzt bezeichnet. Beeinflussen Faktoren lediglich die Pulsdauer, nicht jedoch das Spektrum, wie z. B. die Dispersion, ergibt sich die Ungleichung

$$\Delta\nu\tau_p > C, \quad (2.17)$$

d. h. in diesem Falle kann die Messung der Autokorrelationsfunktion 1. Ordnung keinen Aufschluß über die tatsächliche Pulsdauer liefern. Für eine vollständige Rekonstruktion des Laserpulses müssen auch die durch

$$g_B^{(n)}(\tau) = \frac{\int dt |E(t) + E(t + \tau)|^{2n}}{\int dt |E(t)|^{2n}} \quad (2.18)$$

gegebenen Autokorrelationsfunktionen höherer Ordnung [19] berücksichtigt werden. Bei einem elektrischen Feld $E(\omega) = E_0 \cos(\omega t)$ treten in Gl. (2.18) mit der Frequenz ω oszillierende Terme auf, deshalb wird diese Autokorrelation auch als interferometrisch bezeichnet. Ist die Anstiegszeit des zur Messung verwendeten Detektors groß, kommt es zu einer Mittelung über diese Oszillationen, es entsteht die sogenannte Intensitätsautokorrelation [19]

$$G_B^{(n)}(\tau) = \frac{\int dt |I(t) + I(t + \tau)|^n}{\int dt |I(t)|^n}. \quad (2.19)$$

Die bisher beschriebenen Autokorrelationsfunktionen spiegeln die Messung eines Signals auch für $\tau \gg \tau_p$ wider, wenn also keine Korrelation zu erwarten

ist. Aus diesem Grund werden $g_B^{(n)}(\tau)$ und $G_B^{(n)}(\tau)$ auch als untergrundbehaftet bezeichnet. Durch eine geeignet gewählte Geometrie kann der Untergrund unterdrückt werden, die dabei bestimmten Autokorrelationsfunktionen sind gegeben durch [19]

$$g_{BF}^{(n)}(\tau) = \frac{\int dt |E(t) \cdot E(t + \tau)|^n}{\int dt |E(t)|^{2n}} \quad (2.20)$$

bzw.

$$G_{BF}^{(n)}(\tau) = \frac{\int dt |I(t) \cdot I(t + \tau)|^n}{\int dt |I(t)|^{2n}}. \quad (2.21)$$

Im Rahmen dieser Arbeit wurde zur Messung der Pulsdauern die Autokorrelationsfunktion 2. Ordnung bestimmt. Dazu ist, wie Gl. (2.20) für $n = 2$ zeigt, ein Effekt notwendig, der proportional zum Quadrat der Amplitude des optischen Feldes ist. Wie sich zeigen wird, ist die Frequenzverdopplung ein solcher Effekt.

2.2.2 Frequenzverdopplung

Bei der Frequenzverdopplung findet eine Wechselwirkung zwischen optischem Feld und einem Medium mit einer optischen Nichtlinearität statt. Dabei führt das elektrische Feld des Laserpulses zu einer Auslenkung der Elektronen aus ihrer Ruhelage, was in einer Polarisierung des Mediums resultiert. Die Amplitude dieser Polarisierung ist für den allgemeinen Fall gegeben durch

$$\vec{P}_m(\omega) = \epsilon_0 \left[\chi_{mn}^{(1)} \vec{E}_n(\omega) + \chi_{mno}^{(2)} \vec{E}_n(\omega) \vec{E}_o(\omega) + \dots \right] \quad (2.22)$$

mit den Suszeptibilitätstensoren n-ter Ordnung $\chi^{(n)}$. Für kleine Feldstärken ist der Einfluß der höheren Ordnungen zu vernachlässigen, die Elektronen sind in der Lage, den Oszillationen des anliegenden elektrischen Feldes instantan zu folgen und es ergibt sich ein linearer Zusammenhang zwischen der Feldstärke und der erzeugten Polarisierung. Große Feldstärken resultieren in Medien mit einer genügend hohen nichtlinearen Suszeptibilität in einer anharmonischen Oszillation. Die Annahme eines elektrischen Feldes $\vec{E}(\omega) = E_0 \cos(\omega t) \vec{e}_x$ liefert nach Einsetzen in

Gl. (2.22) für die Polarisation bis zur 2. Ordnung:

$$P_x(\omega) = \epsilon_0 \left[\chi^{(1)} E_0 \cos(\omega t) + \frac{1}{2} \chi^{(2)} E_0^2 + \frac{1}{2} \chi^{(2)} E_0^2 \cos(2\omega t) \right] \quad (2.23)$$

Dabei entspricht der erste Term dem linearen Anteil, der zweite Term wird als optische Gleichrichtung bezeichnet. Der dritte Term erzeugt eine Komponente der Polarisation, die mit einer Frequenz 2ω oszilliert und deren Amplitude proportional ist zu E_0^2 . Diese Oszillation der Elektronen führt zur Emission eines elektrischen Feldes mit der Frequenz 2ω , es findet also ein Energietransfer von der Grundwellenlänge in die 2. Harmonische statt, die zur Bestimmung der Autokorrelationsfunktion 2. Ordnung ausgenutzt werden kann.

Der Suszeptibilitätstensor 2. Ordnung $\chi_{mno}^{(2)}$ ist bestimmt durch 27 Komponenten. Sind die Frequenzen der elektrischen Felder deutlich geringer als die niedrigste Resonanzfrequenz des Mediums, ist die Suszeptibilität frequenzunabhängig und die Absorption vernachlässigbar. Dieses wird als Kleinman-Symmetrie [38] bezeichnet, und mit den Kontraktionsregeln

no	11	22	33	23, 32	31, 13	12, 21
1	1	2	3	4	5	6

folgt $d_{ml} = \frac{1}{2} \chi_{mno}$. Zusätzlich wird die Zahl der unabhängigen Komponenten durch räumliche Symmetrien reduziert. Für Kristalle der Punktgruppe 42m, die im Rahmen dieser Arbeit zur Frequenzverdopplung eingesetzt wurden, ist d_{ml} gegeben durch:

$$d_{ml} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & d_{14} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & d_{25} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & d_{36} \end{bmatrix} \quad (2.24)$$

Die effektive Suszeptibilität für die Frequenzverdopplung mit den im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Kristallen ergibt sich zu [39]

$$d_{eff} = d_{36} \sin 2\Theta \sin 2\phi, \quad (2.25)$$

wobei θ den Winkel zwischen optischer Achse und Einfallsrichtung und ϕ den Winkel zwischen Einfallsrichtung und dem dritten, orthonormalen Richtungsvektor bezeichnet.

Der Energieübertrag von der Grundwelle und der 2. Harmonischen im Medium mit der effektiven Suszeptibilität d_{eff} kann abgeleitet werden aus der Superposition der beiden elektrischen Felder

$$E(z, t) = E_1(z, t) + E_2(z, t), \quad (2.26)$$

wobei $E_j(z, t)$ mit einer langsam veränderlichen Amplitude $A_j(z)$ aus

$$E_j(z, t) = A_j(z) e^{i(k_j z - \omega_j t)} + c.c., \quad (2.27)$$

mit der Wellenzahl $k_j = n_j \omega_j / c$ und dem Brechungsindex $n_j = [\epsilon^{(1)}(\omega_j)]^{1/2}$ folgt. Für beide Felder muß dabei die Wellengleichung

$$\frac{\partial^2 E_j}{\partial z^2} - \frac{\epsilon^{(1)}}{c^2} \frac{\partial^2 E_j}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 P_j}{\partial t^2} \quad (2.28)$$

erfüllt sein. Unter Berücksichtigung der erzeugten Polarisation lassen sich daraus zwei gekoppelte Differentialgleichungen für die Amplituden der fundamentalen Frequenz A_1 und der 2. Harmonischen A_2

$$\frac{dA_1}{dz} = \frac{8\pi i \omega_1^2 d_{eff}}{k_1 c^2} A_2 A_1^* e^{-i\Delta k z} \quad (2.29)$$

$$\frac{dA_2}{dz} = \frac{4\pi i \omega_2^2 d_{eff}}{k_2 c^2} A_1^2 e^{i\Delta k z} \quad (2.30)$$

mit $\Delta k = 2k_1 - k_2$ ableiten [39], deren Lösung die Entwicklung der Amplituden entlang der Ausbreitungsrichtung im Kristall beschreibt. Für die 2. Harmonische ergibt sich bei verschwindender Amplitude am Kristalleintritt mit der Jacobischen elliptischen Funktion $\text{sn}(m, n)$

$$A_2(z) = |A_1^2(0)| \frac{1}{\xi} \text{sn} \left[\xi \frac{2\pi\Phi}{k_1} \sqrt{\frac{2k_1}{k_2}} |A_1^2(0)| z, \left(\frac{1}{\xi} \right)^2 \right], \quad (2.31)$$

wobei $\Phi = 2\pi d_{eff}/c^2$ und der Parameter

$$\xi = \frac{\Delta k l_C}{4} + \left[1 + \left(\frac{\Delta k l_C}{4} \right) \right]^{1/2} \quad (2.32)$$

ein Maß für die unterschiedlichen Phasengeschwindigkeiten der Grundwelle und der 2. Harmonischen und l_C die Länge des durchlaufenen Mediums ist [40].

2.2.3 Effizienz

Von besonderem Interesse ist die Effizienz, mit der diese Energiekonversion stattfindet. Unter der Annahme einer schwachen Fokussierung, wenn also die Kristalllänge in der Größenordnung der Rayleigh-Länge liegt, kann Gl. (2.31) vereinfacht und daraus die Effizienz abgeleitet werden. Dabei ist die Rayleigh-Länge der Bereich, in dem für den Strahlradius w gilt $w \leq \sqrt{2}w_0$ mit dem Fokusbereich w_0 . In diesem Fall ist die Effizienz gegeben durch

$$\eta_{SHG} = \frac{P_{2\omega}}{P_\omega} = \tanh^2 \left[l_C \sqrt{K \frac{P_\omega}{A} \frac{\sin \frac{\Delta k l_C}{2}}{\left(\frac{\Delta k l_C}{2} \right)}} \right] \quad (2.33)$$

mit den Leistungen P_ω und $P_{2\omega}$, der Fokusfläche A , der Kristalllänge l_C und dem nichtlinearen Koeffizienten $K = 2Z_0^3 \omega^2 d_{eff}^2$. Dabei ist Z_0 der Wellenwiderstand und d_{eff} die effektive Suszeptibilität ist. Für $\Delta k = 4\pi/\lambda_1 [n(\lambda) - n(\lambda/2)] \neq 0$ nimmt die Effizienz aufgrund der unterschiedlichen Phasengeschwindigkeiten und der damit verbundenen Interferenz zwischen den an einzelnen Punkten im Kristall erzeugten 2. Harmonischen drastisch ab. Somit ist ein Angleichen der Brechungsindizes unbedingt notwendig. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde dazu ausgenutzt, daß in doppelbrechenden Kristallen der Brechungsindex abhängig ist von der Polarisations- und Ausbreitungsrichtung der elektromagnetischen Welle. Dabei kann z. B. die Polarisation der beiden Fundamentalwellen so gewählt sein, daß sie als außerordentlich polarisierte Wellen den Kristall durchlaufen, während die erzeugte 2. Harmonische ordentlich polarisiert ist. Dieser Fall, wenn also die beiden im Kristall überlagerten Grundwellen gleich polarisiert sind, wird als Typ I-Phasenanpassung bezeichnet und es gilt die Bedingung

$$n_e(\omega, \Theta) = n_o(2\omega), \quad (2.34)$$

wobei $n_e(\omega, \Theta)$ folgt aus

$$\frac{1}{n_e^2(\omega, \Theta)} = \frac{\sin^2 \Theta}{n_o^2(\omega)} + \frac{\cos^2 \Theta}{n_e^2(\omega)}. \quad (2.35)$$

Auflösen dieser Gleichung ergibt für den Phasenanpassungswinkel:

$$\sin^2(\theta_m) = \frac{n_o^{-2}(2\omega) - n_e^{-2}(\omega)}{n_o^{-2}(\omega) - n_e^{-2}(\omega)} \quad (2.36)$$

Damit kann also durch geeignete Wahl des Einfallswinkels in Bezug auf die optische Achse des Kristalls eine Phasenanpassung und somit eine Maximierung der Konversionseffizienz erreicht werden. In Abb. 2.4 ist die Situation für einen positiv einachsigen Kristall, in dem $n_e > n_o$ ist, skizziert. Dabei ist zu sehen, daß die

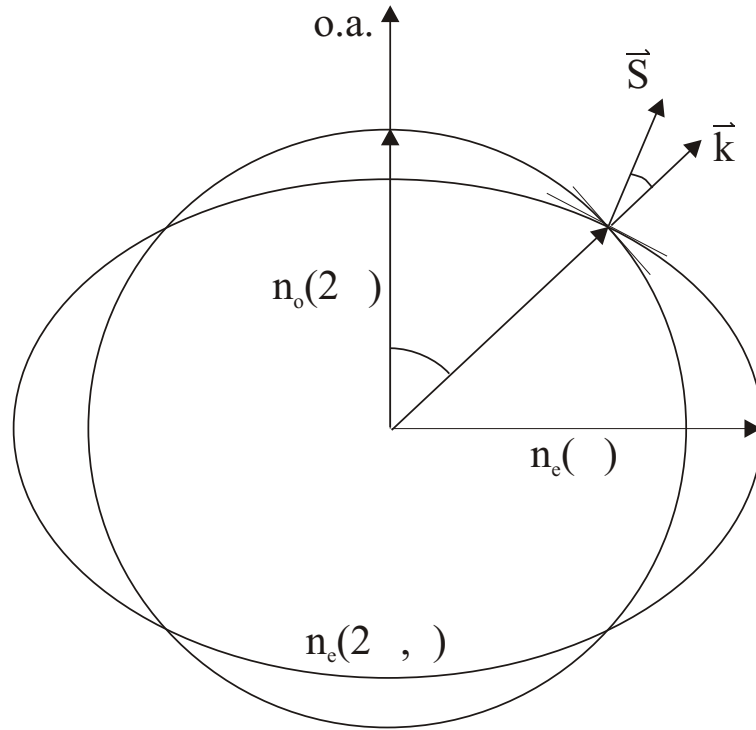


Abb. 2.4: Schnitt durch ein Brechungsindexellipsoid eines positiv einachsigen Kristalls mit der optischen Achse (o.a.) den Brechungsindizes für die ordentliche und außerordentliche Polarisation n_o bzw. n_e , dem Wellenvektor \vec{k}_ω und dem Poynting-Vektor \vec{S}_ω , dem Phasenanpassungswinkel θ_m , sowie dem Walk-off Winkel ρ .

Richtung des Poynting-Vektors und des Wellenvektors \vec{k} , der die Ausbreitungsrichtung der Welle beschreibt, für die 2. Harmonische nicht übereinstimmen. Die dadurch verursachte räumliche Trennung der Grundwelle und der 2. Harmonischen wird als Walk-off bezeichnet und führt zu einer Reduktion der Effizienz.

Der Phasenanpassungswinkel gemäß Gl. (2.36) gilt nur für eine monochromatische Welle. Für Laserpulse mit großer spektraler Breite folgt daraus eine nicht vollständige Phasenanpassung für die von der zentralen Wellenlänge verschiedenen spektralen Komponenten. Der damit verbundene Unterschied in den Wellenvektoren für die Grundwelle und die erzeugte 2. Harmonische begrenzt gemäß Gl. (2.33) die Effizienz. Der Wellenlängenbereich, in dem die Konversionseffizienz bei fest gewähltem Θ größer ist als 50 %, ist definiert durch [41]

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{0.443}{\lambda_C} \left| \frac{\partial n_e(\omega, \Theta_m)}{\partial \lambda} - \frac{\partial n_o(2\omega)}{\partial (\lambda/2)} \right| \quad (2.37)$$

und wird als Phasenanpassungsbandbreite bezeichnet.

3 S–DALINAC und FEL

Am Institut für Kernphysik der TU Darmstadt wird seit 1991 der supraleitende Elektronenlinearbeschleuniger S–DALINAC betrieben [6,42]. Neben der Nutzung für kern- und strahlungsphysikalische Experimente kann der Beschleuniger seit 1996 als Treiber eines Infrarot-FEL eingesetzt werden. Da die Eigenschaften dieses IR–FEL wesentlich bestimmt sind durch die Parameter des Beschleunigers, wird im folgenden Abschnitt der S-DALINAC vorgestellt. Anschließend wird auf den IR–FEL am S–DALINAC eingegangen. Abgerundet wird das Kapitel durch die Darstellung des FELIX, bei dem ein normalleitender Beschleuniger als Treiber fungiert. An diesem erfolgten erste Testmessungen mit dem im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Autokorrelator.

3.1 S–DALINAC

Eine Übersicht des S–DALINAC und der Experimentierplätze ist in Abb. 3.1 gezeigt. Der Elektronenstrahl wird in einer thermischen Kathode erzeugt und auf 250 keV vorbeschleunigt. Die folgende aus normalleitenden Hochfrequenzresonatoren bestehende Chopper-Prebuncher-Sektion prägt dem Elektronenstrahl die für die weitere Beschleunigung notwendige 3 GHz-Zeitstruktur auf. Nach einer zwei- und einer fünfzelligen Einfangstruktur durchlaufen die Elektronenbunches den aus zwei zwanzigzelligen Strukturen bestehenden Injektor-Beschleuniger, in dem sie auf bis zu 11 MeV beschleunigt werden und danach entweder am Niederenergiemeßplatz für Experimente zur Kernresonanzfluoreszenz [43] bzw. zur Erzeugung von Channeling- [44] und parametrischer Röntgenstrahlung [45] zur Verfügung stehen, oder nach einer 180° Umlenkung in den Hauptbeschleuniger eintreten können. In diesem erfolgt mit weiteren acht supraleitenden zwanzigzelligen Resonatoren ein Energiegewinn um bis zu 40 MeV. Zwei Rezirkulationen ermöglichen, daß der Hauptbeschleuniger insgesamt bis zu dreimal durchlaufen und somit eine maximale Elektronenenergie von 130 MeV erreicht werden kann, bevor der Strahl in die Experimentierhalle extrahiert wird. In dieser befinden sich ein Experimentierplatz für Strahlungsphysik bei hohen Energien [46], ein Meß-

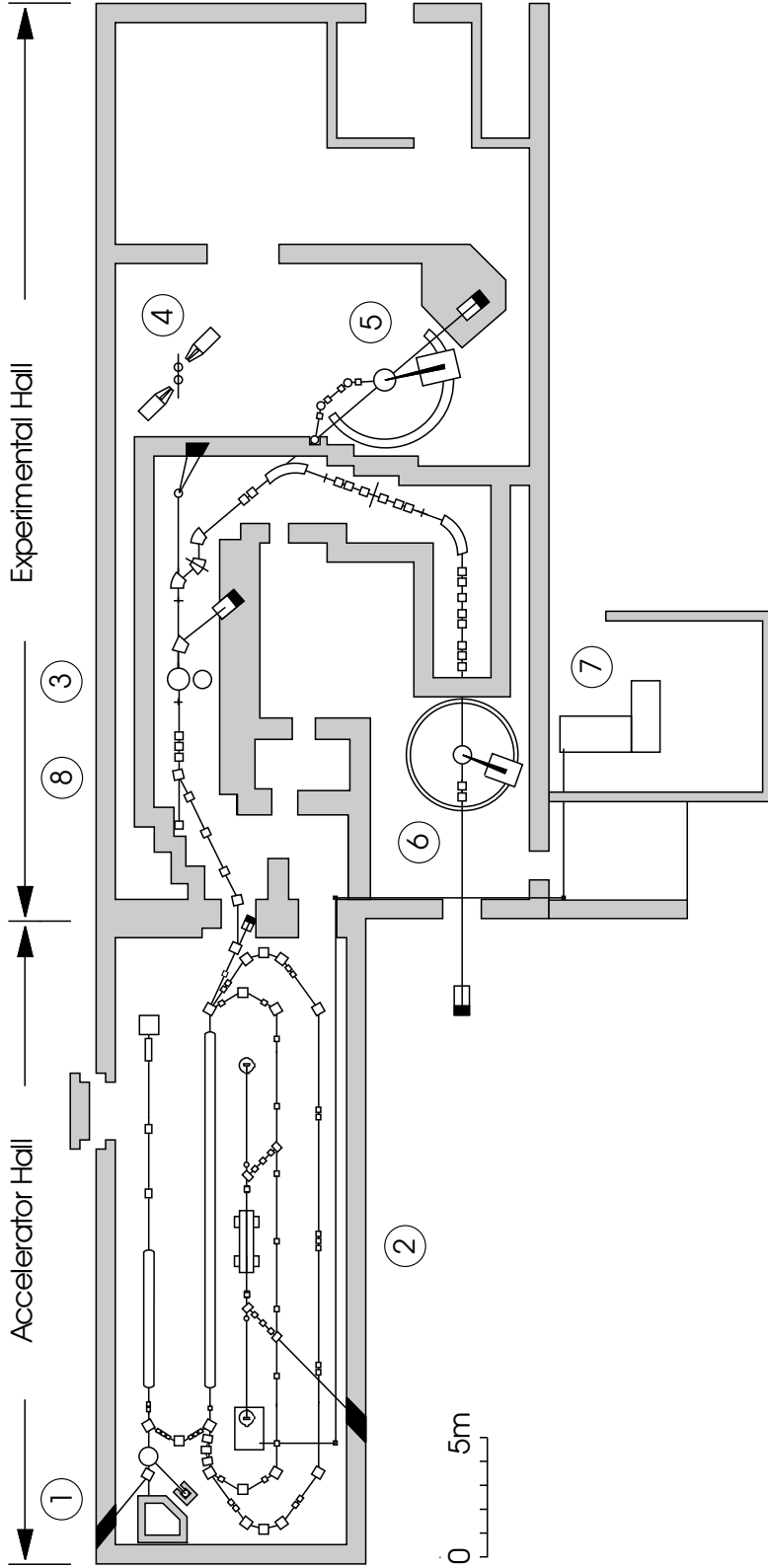


Abb. 3.1: S-DALINAC mit Experimentierplätzen: ① Niederenergie-Channeling (LEC), Parametrische Röntgenstrahlung (PXR) und Kernresonanzfluoreszenz (γ, γ'); ② Undulator und optischer Resonator des Freie-Elektronen-Lasers (FEL); ③ Hochenergie-Channeling (HEC) und PXR; ④ Comptonstreuung am Nukleon; ⑤ QCLAM-Spektrometer zur hochauflösenden Elektronenstreuung sowie Bypass-System zur Elektronenstreuung unter 180° ; ⑥ Magic-Angle Spectrometer mit Energieverlust-System; ⑦ Optisches Labor des Freie-Elektronen-Lasers.

platz zur Compton-Streuung am Nukleon [47], sowie zwei Magnetspektrometer für hochauflösende Elektronenstreuung [48–51]. Die Verwendung supraleitender Beschleunigungskavitäten sowie einer zweifachen Rezirkulation ermöglicht die kontinuierliche Erzeugung eines gepulsten Elektronenstrahls mit kleiner Emittanz ($\epsilon_n \approx 3 \pi \text{ mm mrad}$) und geringer Energieunschärfe ($(\Delta E/E)_{RMS} = 3 \cdot 10^{-4}$) bei Elektronenenergien zwischen 2.5 und 130 MeV und mittleren Strömen von bis zu $60 \mu\text{A}$. Strahlenergien bis zu 120 MeV ließen sich durch Einsatz einer getakteten Hochfrequenz mit einem Tastverhältnis von 33 % erreichen.

3.2 Darmstädter IR–FEL

Der Aufbau des Freie-Elektronen-Lasers [7, 52] befindet sich in einem Bypass zur Geraden der ersten Rezirkulation. Elektronenbunche mit einer Energie von 25 – 50 MeV werden durch zwei 45° ablenkende Dipolmagnete in den Undulator gelenkt. Dieser besteht aus 80 Perioden der Länge 3.2 cm, was in einer Gesamtlänge von 2.56 m resultiert. Ein aus zwei fokussierenden Spiegeln mit Reflektivitäten von 99.8 % bzw. 99.0 % bestehender 15 m langer Resonator speichert die im Undulator durch die Elektronen erzeugte spontane Strahlung und bringt diese zur Wechselwirkung mit nachfolgenden Elektronenbunchen. Dabei findet eine Verstärkung der optischen Strahlung statt, die insbesondere abhängig ist vom Spitzenstrom der Elektronenbunche. Durch die Entwicklung einer subharmonischen Injektion [53], bei der die 300ste Harmonische der Beschleunigungsfrequenz genutzt wird, konnte bei einer Bunchlänge von $\sim 2 \text{ ps}$ [8] der Spitzenstrom auf 2.7 A erhöht werden, woraus eine maximale Kleinsignalverstärkung von 4 – 5 % resultiert. Diese im Vergleich zu anderen FEL geringe Kleinsignalverstärkung erfordert die Minimierung resonatorinterner Verluste und begrenzt die maximale Transmission des Auskoppelspiegels auf 1 %. Die Wellenlänge des erzeugten Lichts kann sowohl durch die Variation der Elektronenenergie als auch durch eine Veränderung des Undulatorenmagnetfeldes entlang der Ausbreitungsrichtung der Elektronen beeinflusst werden. Dies ist möglich durch eine Änderung des Undulatorenmagnetabstands zwischen 16 und 25 mm. Insgesamt ergibt sich eine Durchstimmbarkeit zwischen 3 und $10 \mu\text{m}$. Die wesentlichen Parameter des

Beschleunigers im FEL-Betrieb und des Resonators sind am Ende des Kapitels in Tab. 3.1 sowie Tab. 3.2 zusammengefaßt.

3.3 FELIX

Zum Test des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Autokorrektors wurden erste Experimente am FELIX durchgeführt. Eine Übersicht dieses normalerweise leitenden Beschleunigers und der beiden sich daran anschließenden FEL ist in Abb. 3.3 dargestellt.

Eine modulierte thermische Elektronenkanone erzeugt Bunches einer Dauer von 200 ps und einer Ladung von 200 pC mit einem zeitlichen Abstand von 1 ns. Vor der Injektion in die Hauptbeschleuniger, die mit einer HF von 3 GHz betrieben werden, prägt ein 1 GHz Prebuncher dem Elektronenbunch eine Geschwindigkeitsmodulation derart auf, daß die Elektronen am Beginn des Bunches verlangsamt werden, während diejenigen am Ende eine Beschleunigung erfahren. In einer folgenden Driftstrecke wird so der Bunch auf etwa 40 ps komprimiert. Ein 3 GHz Buncher verkürzt nach dem gleichen Prinzip den Elektronenbunch weiter auf ca. 6 ps, bevor die Elektronen in den ersten Linac gelangen. Nach einer Beschleunigung auf Energien zwischen 14 und 25 MeV können die Elektronen entweder in

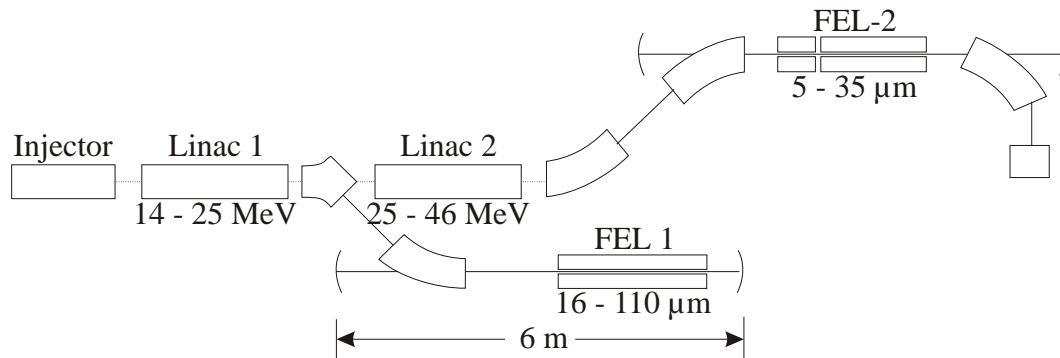


Abb. 3.2: Schematische Darstellung des FELIX mit der Injektion, den zwei normalerweise leitenden Beschleunigungssektionen Linac 1 und Linac 2, sowie den beiden FEL zur Erzeugung von Licht im fernen (FEL-1) und mittleren (FEL-2) Infrarot [54].

Tab. 3.1: Elektronenstrahlparameter für den S-DALINAC im FEL-Betrieb und FELIX [54].

Parameter	S-DALINAC	FELIX
Energie(MeV)	25 – 50	14 – 46.5
Energieunschärfe (%)	0.3	0.2
Emittanz (π mm mrad)	<60	50
Bunchlänge (mm)	0.6	0.4 – 0.6
Bunchladung (pC)	6	140 – 200
Mikropulswiederholfrequenz (GHz)	0.01	0.025, 1
Makropulsdauer (ms)	2 – cw	≤ 0.015
Makropulswiederholfrequenz (Hz)	typ. 31	≤ 5

den FEL-1 Undulator zur Erzeugung von Licht im Wellenlängenbereich zwischen 16 und 110 μm abgelenkt werden, oder gelangen in den zweiten Linac zur Beschleunigung auf Energien von 25 bis 46.5 MeV. An diese Sektion schließt sich der FEL-2 Undulator zur Erzeugung von Licht im Wellenlängenbereich von 5 bis 35 μm an. Besonders dabei ist, daß im Gegensatz zum IR-FEL am S-DALINAC die Auskopplung nicht durch einen teildurchlässigen Spiegel, sondern durch eine Apertur in einem der beiden Resonatorendspiegel erfolgt. Die Tabellen 3.1 und 3.2 fassen noch einmal die wesentlichen Parameter des Elektronenstrahls sowie der optischen Resonatoren für FELIX und den IR-FEL am S-DALINAC zusammen.

Zwei wesentliche Unterschiede zwischen den FEL am S-DALINAC und FELIX beeinflussen die Zeitstruktur der emittierten Laserpulse. Zum einen erlaubt die Verwendung supraleitender Strukturen am S-DALINAC eine kontinuierliche Erzeugung von Laserpulsen, während am FELIX die Makropulsdauer auf wenige μs begrenzt ist. Zum anderen bietet der Undulator am IR-FEL die Möglichkeit eines linearen Taperings, also einer kontinuierlichen Variation des Magnetfelds, der Undulator am FELIX hingegen die eines Step-Taperings, bei der ein zweigeteilter Undulator verwendet wird, dessen Polschuhe im ersten Abschnitt einen anderen Abstand aufweisen als im zweiten. Die Zeitstruktur des in den Undulatoren erzeugten Laserlichts folgt dabei im wesentlichen der des Elektronenstrahls,

Tab. 3.2: Resonatorparameter für den IR-FEL am S-DALINAC sowie für den FEL-1 und den FEL-2 am FELIX [54].

	IR-FEL	FEL-1	FEL-2
Resonatorlänge (m)	15	6.0	6.15
Rayleighlänge (m)	2.7	1.2	1.2
Aperturdurchmesser (mm)	–	1.5	1.0
Verluste pro Umlauf (%)	1.2	5–15	5–10
Reflektivität (%)	99.0, 99.8	> 98	> 98
Undulatorperiodenlänge (mm)	32	65	65
Anzahl Perioden	80	38	38
Undulatorparameter K	0.45–1.26	< 1.3	< 1.9
Wellenlängenbereich (μm)	3–10	30–110	5–35

was im Falle des Darmstädter FELs zu Mikropulsen mit einer Dauer von etwa 2 ps führt. Die in Kap. 2.1.3 beschriebenen Änderungen der Resonatorlänge im Bereich der Wellenlänge sowie das Tapering können gravierende Auswirkungen auf die Struktur und Dauer der Mikropulse haben. Die Auslegung des Autokorrektors zur Messung der Mikropulsdauern und damit zum Nachweis dieser Parameterabhängigkeiten ist im nächsten Kapitel dargelegt.

4 Auslegung des Autokorrelators

In diesem Kapitel wird die im Rahmen der Arbeit durchgeführte Entwicklung und experimentelle Realisierung des Autokorrelators dargelegt. Dabei steht zunächst die Definition der Anforderungen an das Gesamtsystem im Vordergrund, wobei die Behandlung der Meßanordnung und die Spezifikation des zur Frequenzverdopplung eingesetzten Kristalls in getrennten Abschnitten erfolgt. Das Kapitel wird abgeschlossen mit der Betrachtung der zeitlichen Auflösung des Systems, die aus der Kombination des geometrischen Aufbaus und der Parameter des Kristalls folgt.

4.1 Anforderungen an den Autokorrelator

Im Rahmen einer Kooperation mit der Universität Heidelberg konnten erste Testmessungen zur Bestimmung der Mikropulsdauer bei einer Wellenlänge von $7\text{ }\mu\text{m}$ durchgeführt werden [22]. Der bei diesen Experimenten eingesetzte Autokorrelator basierte auf einer kollinearen Strahlführung der beiden zu überlagernden Teilpulse durch den zur Frequenzverdopplung eingesetzten 5 mm langen AgGaS₂-Kristall. Dabei zeigte sich in Abhängigkeit vom Winkel zwischen der optischen Achse des Kristalls und der Richtung der Laserstrahlung qualitativ eine geringfügige Signalerhöhung. Zum Nachweis wurde ein auf 77 K gekühlter HgCdTe-Detektor mit einer aktiven Fläche von 0.25 mm^2 verwendet. Trotz des Einsatzes von Filtern vor dem Detektor zur Unterdrückung der Grundwellenlänge war aufgrund der geringen Konversionseffizienz das Signal- zu Rausch-Verhältnis sehr klein. Zusätzlich führten Instabilitäten im Laserbetrieb dazu, daß keine quantitative Messung durchgeführt werden konnte. Dennoch ergaben sich aus diesen Testexperimenten wertvolle Erfahrungen, die in Kombination mit den Auslegungsparametern des IR-FELs die Spezifikation folgender Anforderungen für ein neues System zur Messung der Mikropulsdauer erlaubten:

- Einsetzbarkeit im gesamten Wellenlängenbereich des FELs mit dem Schwerpunkt bei $5 - 8\text{ }\mu\text{m}$

- Meßbereich von ca. 500 fs bis 5 ps
- Unterdrückung der im FEL-Puls enthaltenen höheren Harmonischen
- Unterdrückung der Grundwellenlänge im Strahlengang nach dem zur Frequenzverdopplung eingesetzten Kristall
- Erweiterbarkeit zur Messung des Spektrums der Autokorrelation (Frequency Resolved Optical Gating, FROG) zur zusätzlichen Rekonstruktion der Pulsform
- Leichte Justier- und Bedienbarkeit zur effizienten Nutzung während der Strahlzeiten
- Transportabilität zur Messung der Autokorrelation an verschiedenen Orten, z. B. zur Bestimmung des Einflusses der Wasserabsorption

4.2 Aufbau

Das beobachtete ungünstige Signal- zu Rausch-Verhältnis legte den Aufbau eines Autokorrektors, wie er in Abb. 4.1 dargestellt ist, zur untergrundfreien Messung nahe. Dabei trifft der einlaufende Laserpuls zunächst einen beschichteten ZnSe-Strahlteiler mit einer Dicke von 2 mm, der im Wellenlängenbereich von 5 bis 8 μm für horizontal polarisiertes Licht eine Reflexion wie Transmission von 50 % aufweist. Die Begrenzung des Wellenlängenbereiches durch den Strahlteiler ist tolerabel, da aufgrund der hohen Anforderungen an die Reflektivität der im FEL-Resonator verwendeten Spiegel die Durchstimmbarkeit des FELs mit einem Spiegelsatz auf etwa $\pm 10\%$ um eine zentrale Wellenlänge begrenzt ist. Zur Abdeckung der Wellenlängenbereiche unterhalb von 5 μm bzw. oberhalb von 8 μm sollte daher neben dem ohnehin notwendigen Austausch der Resonatorspiegel auch der Strahlteiler im Autokorrektors gewechselt werden. Zur Unterdrückung der Überlagerung der an beiden Grenzflächen des Strahlteilers reflektierten Wellen ist der Strahlteiler selbst keilförmig geschnitten, wobei der Winkel zwischen beiden Oberflächen 1° beträgt. Während der reflektierte Teilpuls bis zum Kristall einen festen Weg zurückzulegen hat, kann die Weglänge des transmittierten

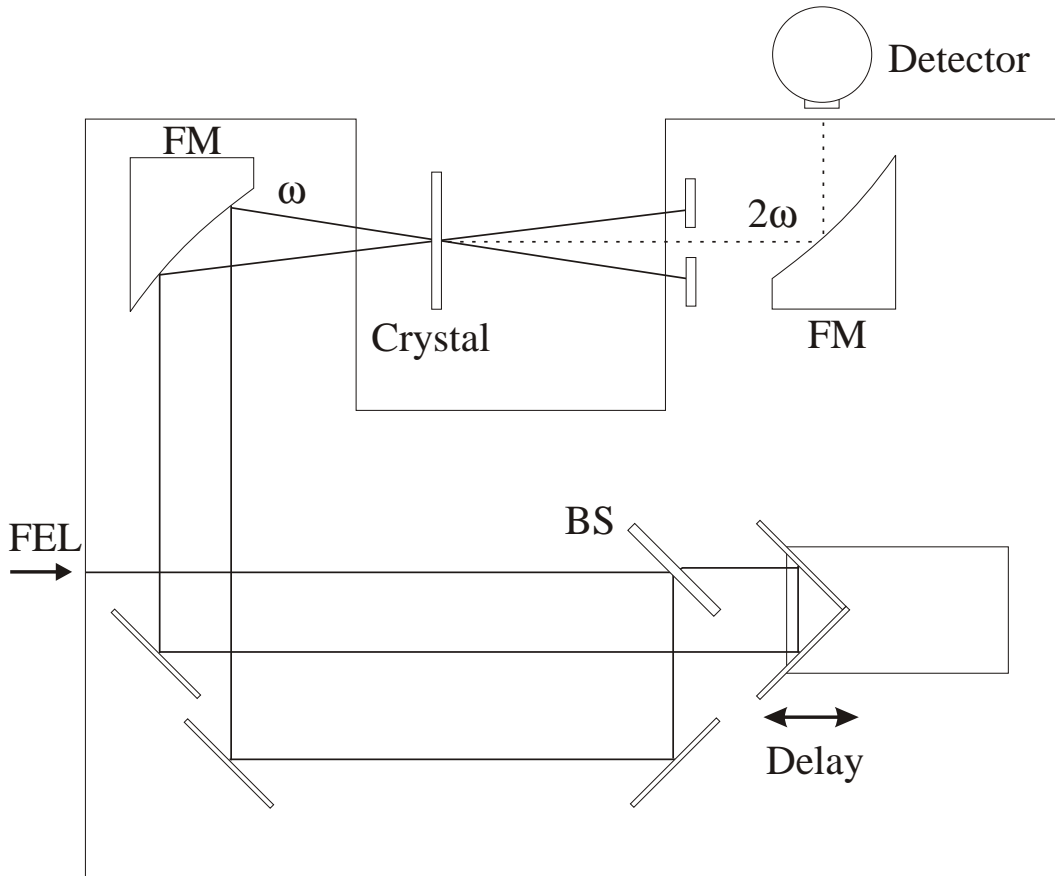


Abb. 4.1: Schematischer Aufbau des Autokorrelators. Ein Mikropuls des FELs wird am Strahlteiler (BS) in zwei Teilpulse aufgespalten, einer davon wird gegenüber dem anderen zeitlich verzögert (Delay), anschließend werden beide mit einem Hohlspiegel (FM) fokussiert und im Kristall überlagert. Ein zweiter Hohlspiegel lenkt das erzeugte frequenzverdoppelte Signal seitlich aus dem Autokorrelator, wo der Nachweis mit einem Detektor erfolgt.

Teilpulses variiert werden. Dazu wurden zwei Spiegel, die zusammen die Laufrichtung des Pulses mit einem transversalen Versatz umkehren, an einem beweglichen Schlitten montiert. Die Bewegung des Schlittens kann einerseits manuell mit einer Mikrometerschraube durchgeführt werden, andererseits erlaubt auch ein von einem Motor getriebener Exzenter eine periodische Variation der Weglänge mit Frequenzen bis zu 10 Hz. Der Hub des Schlittens beträgt 5 mm, so daß insgesamt ein Weglängenunterschied von 10 mm realisiert werden kann.

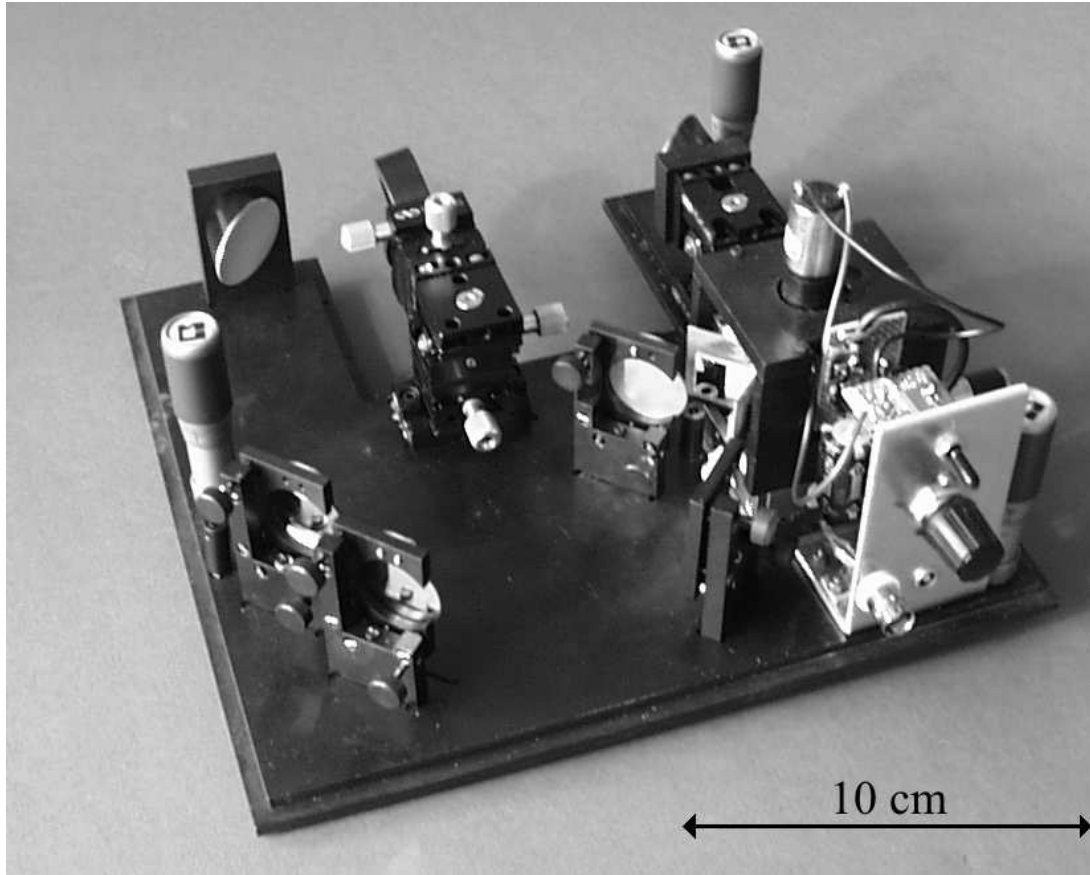


Abb. 4.2: Foto des Autokorrektors.

Es ist allerdings zu berücksichtigen, daß nicht der gesamte Bereich des Hubs genutzt werden kann, da der Antrieb des Schlittens zu einer sinusförmigen Bewegung führt. Durch eine Messung konnte der nutzbare lineare Bereich der Schlittenbewegung sowie ein Abgleich der Längen beider Interferometerarme erzielt werden. Dazu wurde eine Laserdiode, die maximal 50 mW Leistung bei einer Wellenlänge von 780 nm emittiert, anstelle des FEL (vgl. Abb. 4.1) positioniert und deren Intensität mit einer Frequenz von 3 GHz moduliert. Der Nachweis dieser Strahlung erfolgte mit einer Photodiode an der Kristallposition, also der Stelle, an der später die beide Teilpulse fokussiert überlagert sind. Mit einem Netzwerkanalysator konnte dann die Phase des nachgewiesenen Lichts gemessen werden. Dabei war für den am Strahlteiler reflektierten Anteil die Phase konstant, während sie für den transmittierten Anteil in Abhängigkeit von der zurückgelegten Wegstrecke variierte. Die Messung dieser Abhängigkeit für 3 Umläufe bei einer Frequenz von 1 Hz ist in Abb. 4.3 gezeigt.

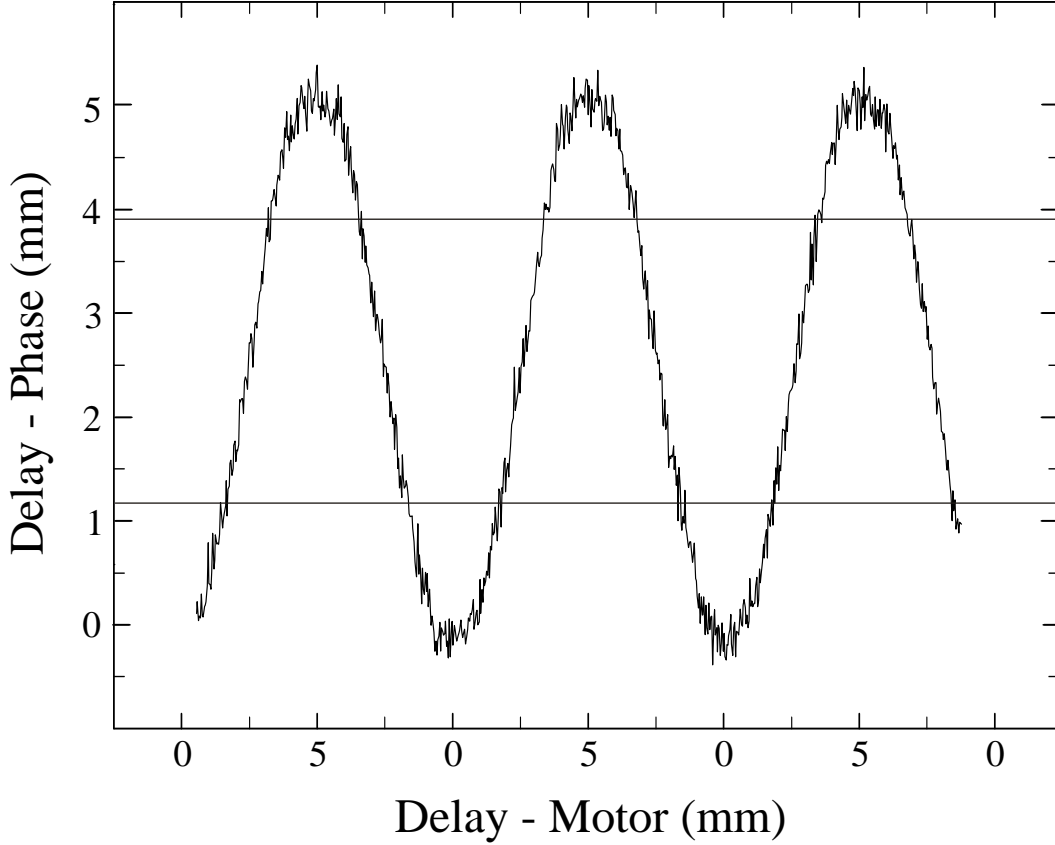


Abb. 4.3: In die Wegdifferenz umgerechnete Phasendifferenz zwischen den Teilstrahlen aus beiden Interferometerarmen gegen den vom beweglichen Schlitten zurückgelegten Weg für drei Umläufe. Der bewegliche Schlitten führte dabei eine periodische Bewegung zwischen den Umkehrpunkten bei 0 und 5 mm aus. Der Bereich der nichtlinearen Bewegung ist zwischen den horizontalen Linien.

Aus dem Fit einer linearen Funktion an die mit jedem Umlauf verursachte Phasenänderung ergab sich ein Linearitätsbereich von (1.2 ± 0.1) bis (3.9 ± 0.1) mm. Damit können unter der Voraussetzung, daß die gesamte Weglängenverschiebung mindestens drei Halbwertsbreiten betragen sollte, Pulsdauern bis zu 8 ps gemessen werden, was für die experimentellen Anforderungen am IR-FEL des S-DALINAC in jedem Falle ausreichend ist.

4.3 Anforderungen an den Kristall

Neben den bereits beschriebenen Anforderungen an das Gesamtsystem legte die geringe Konversionseffizienz des während der Messungen in [22] eingesetzten AgGaS₂-Kristalls die Verwendung eines geeigneteren Kristalls nahe, für den zusätzliche Bedingungen zu erfüllen waren:

- Transmission im Bereich von 3 – 10 μm
- geringe Absorption
- hohe Zerstörschwelle
- große nichtlineare Suszeptibilität
- Phasenanpassung möglich von 3 – 10 μm
- ausreichende Phasenanpassungsbandbreite

4.3.1 Kristallparameter

Für die typischen im infraroten Wellenlängenbereich eingesetzten Kristalle Silberthiogallat (AgGaS₂), Silbergalliumselenid (AgGaSe₂) und Zinkgermaniumphosphid (ZnGeP₂) mit einem Transmissionsbereich bis mindestens 10 μm sind die wesentlichen Parameter in Tab. 4.1 zusammengefaßt. Im Hinblick auf die Absorption sind alle Kristalle zumindest für die Verwendung mit Längen < 10 mm geeignet. Die für die Parameter des Darmstädter Freie-Elektronen-Lasers bei der Frequenzverdopplung auftretenden Energiedichten sind für eine Mikropulsenergie von maximal 300 nJ und einem typischen Fokusbereich von ~ 100 μm mit $4 \cdot 10^{-3}$ zwei bis drei Größenordnungen geringer als die Zerstörschwellen, somit erfüllen auch in dieser Beziehung alle Kristalle die notwendigen Voraussetzungen. Festzustellen ist ebenfalls, daß ZnGeP₂ eine etwa um einen Faktor 6 höhere effektive Suszeptibilität gegenüber dem Silberthiogallat-Kristall aufweist und somit für den Einsatz zur Frequenzverdopplung besonders geeignet scheint.

Tab. 4.1: Parameter für die wichtigsten zur Frequenzverdopplung eingesetzten Kristalle [55]. Der Absorptionskoeffizient ist angegeben für den Wellenlängenbereich von 4 bis 10 μm , die Zerstörschwelle für eine Wellenlänge von 10.6 μm und Pulslängen von 10 ns für AgGaS_2 und AgGaSe_2 bzw. 100 ns für ZnGeP_2 .

	AgGaS_2	AgGaSe_2	ZnGeP_2
Kristallstruktur	Tetragonal	Tetragonal	Tetragonal
Punktgruppe	42m	42m	42m
Transmissionsbereich (μm)	0.6 – 12	0.71 – 18	0.74 – 12
Absorptionskoeffizient (cm^{-1})	<0.09	<0.09	<0.01
Zerstörschwelle (J/cm^2)	1.5 – 5	4	3
eff. Suszeptibilität (pm/V)	13	33	75.4

4.3.2 Phasenanpassung

Weiterhin war zu überprüfen, bei welchen Kristallen zur Effizienzsteigerung eine Phasenanpassung im vorgesehenen Wellenlängenbereich möglich ist. Eine theoretische Berechnung der Phasenanpassungswinkel aus Gl. (2.36) und den in [55] angegebenen Sellmeier-Gleichungen für die Brechungsindizes ist in Abb. 4.4 gezeigt. Dabei ist zu sehen, daß für alle Kristalle im Wellenlängenbereich von 4 bis 10 μm durch geeignete Wahl des Schnittwinkels, also des Winkels zwischen Normalenvektor der Eintrittsfläche und optischer Achse, und der Größe der Eintrittsfläche eine Phasenanpassung durch Drehung des Kristall erreicht werden kann. Unterhalb einer Wellenlänge von 4 μm ist dieses nur mit dem Silberthiogallat-Kristall möglich.

Die Ergebnisse der Berechnung gemäß Gl. (2.37) sind ebenfalls in Abb. 4.4 dargestellt. Der Abbildung ist zu entnehmen, daß für den gesamten Wellenlängenbereich die Phasenanpassungsbandbreite für den ZnGeP_2 -Kristall deutlich größer ist als für die beiden anderen Kristalle und somit dieser Kristall für die Messung sehr kurzer Laserpulse mit einem dementsprechend breiten Spektrum besonders geeignet ist.

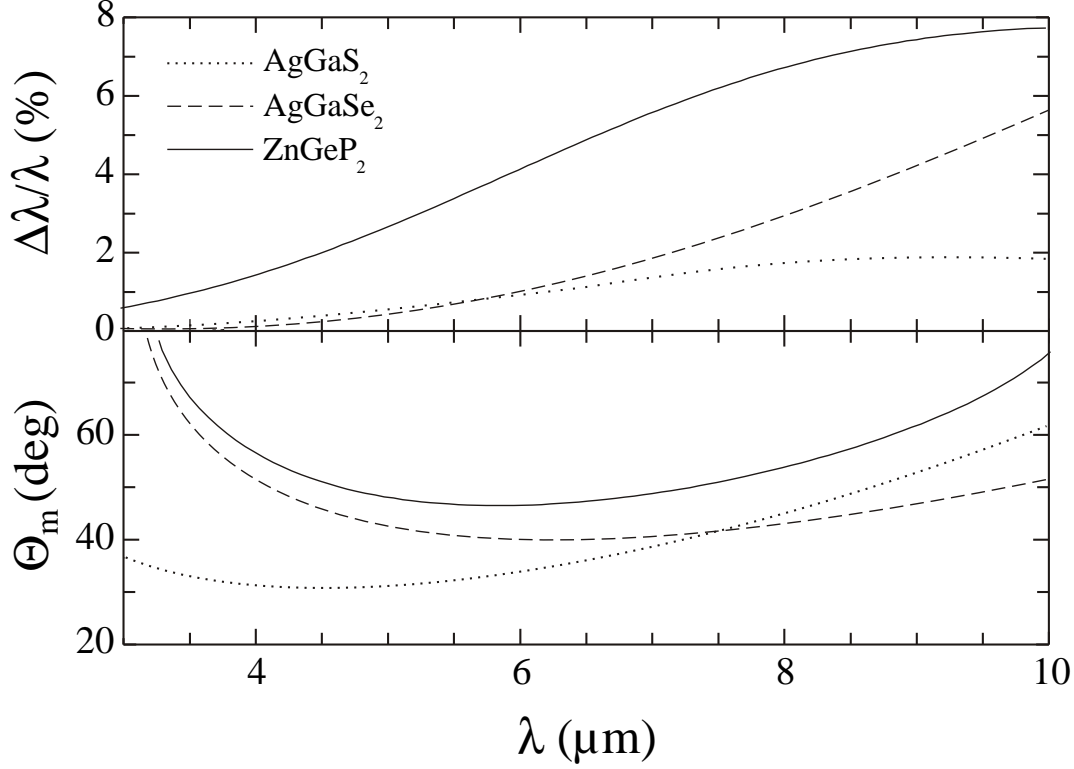


Abb. 4.4: Phasenanpassungswinkel Θ_m und -bandbreite $\Delta\lambda/\lambda$ als Funktion der Wellenlänge für AgGaSe₂ (gestrichelt), AgGaS₂ (punktiert) und ZnGeP₂ (durchgezogen).

4.3.3 Optimierung der Konversionseffizienz

Unter Erfüllung der bisher genannten Anforderungen war die Konversionseffizienz nach Gl. (2.33) zu optimieren. Neben der Wahl eines Kristalls mit großer nichtlinearer Suszeptibilität kann die Konversionseffizienz durch eine Maximierung der Intensität und durch die Kristalllänge gesteigert werden. Dabei ist zu beachten, daß die Zerstörschwelle des Kristalls nicht überschritten wird.

Die mit Gl. (2.33) berechneten theoretisch erreichbaren Konversionseffizienzen sind als Funktion der Kristalllänge bei einer Wellenlänge von 7 μm für einen AgGaS₂-, einen AgGaSe₂- und einen ZnGeP₂-Kristall in Abb. 4.5 gezeigt, wobei zur besseren Vergleichbarkeit die Werte für den AgGaS₂-Kristall mit einem Faktor 10 multipliziert wurden. Grundlage der Berechnung war dabei eine Pulslänge von 2 ps, eine Pulsenergie von 100 nJ und ein Fokusbereich von 100 μm , woraus unter Berücksichtigung der Reflektionsverluste und der Aufspaltung am Strahlteiler für jeden der beiden Teilpulse eine Intensität von $2 \cdot 10^8 \text{ W/cm}^2$ folg-

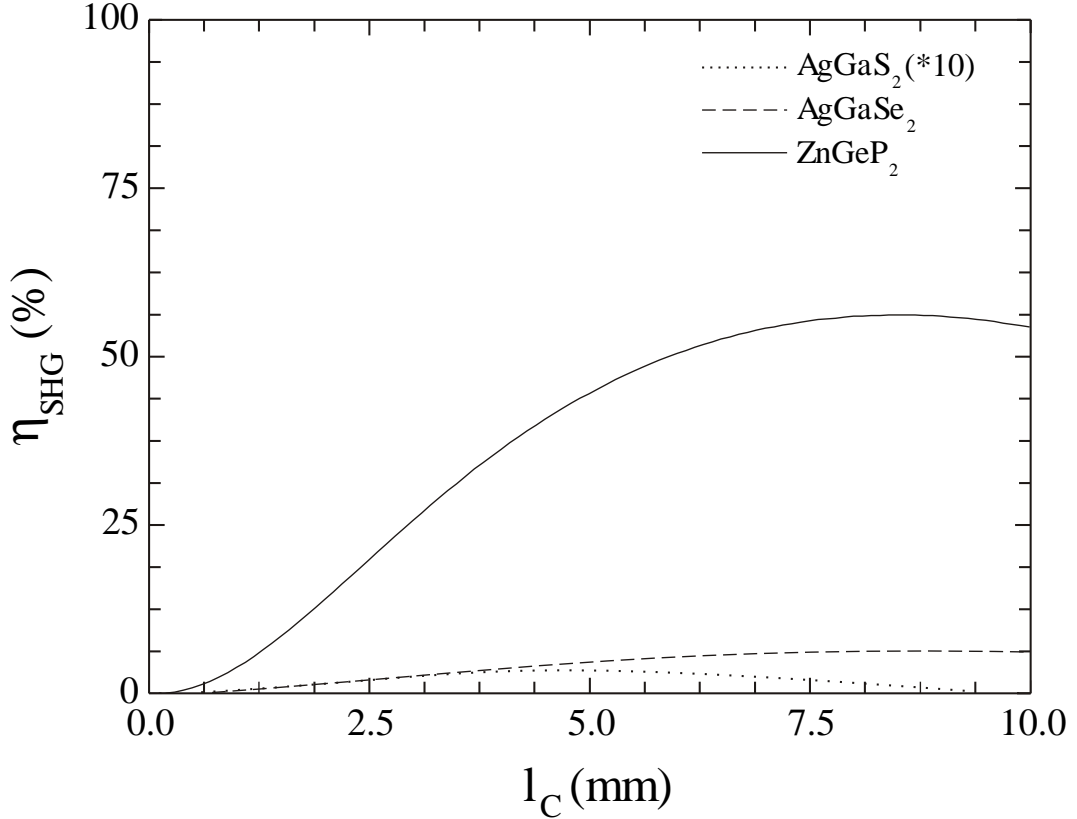


Abb. 4.5: Theoretisch erreichbare Konversionseffizienz η_{SHG} für die Parameter des IR-FEL am S-DALINAC als Funktion der Kristalllänge l_C bei einer Wellenlänge von $7 \mu\text{m}$ für AgGaS₂ (punktiert), AgGaSe₂ (gestrichelt) und ZnGeP₂ (durchgezogen). Die Kurve für den AgGaS₂-Kristall ist mit einem Faktor 10 multipliziert.

te. Zu erkennen ist, daß die Konversionseffizienz für den ZnGeP₂-Kristall schon für geringe Kristalldicken Werte von mehr als 10 % erreicht und damit sehr viel höher ist als für die beiden anderen Kristalle. Der im Rahmen von [22] eingesetzte AgGaS₂-Kristall ist zwar in seiner Länge optimal, die maximale Konversionseffizienz aber trotzdem sehr niedrig.

In Abb. 4.6 sind die Konversionseffizienzen als Funktion der Wellenlänge für den 5 mm langen AgGaS₂, einen 5 mm langen AgGaSe₂ und einen 2 mm langen ZnGeP₂ gezeigt, wobei zur besseren Vergleichbarkeit auch hier die Werte für den AgGaS₂ mit einem Faktor 10 multipliziert wurden. Es zeigt sich, daß die Konversionseffizienz des ZnGeP₂-Kristalls mit abnehmender Wellenlänge zunächst zunimmt, im Bereich von $3.6 \mu\text{m}$ eine maximale Konversionseffizienz von 65 % auf-

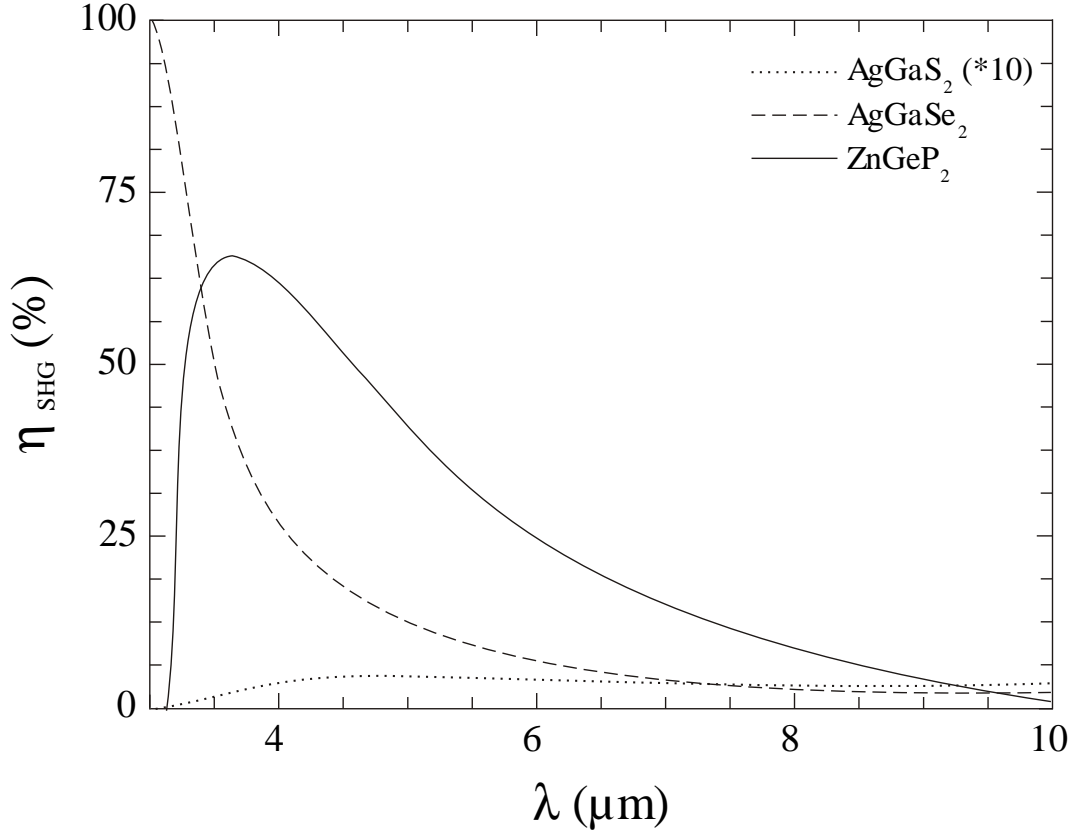


Abb. 4.6: Theoretisch erreichbare Konversionseffizienz η_{SHG} für die Parameter des IR-FEL am S-DALINAC als Funktion der Wellenlänge für einen 5 mm langen AgGaS_2 - (punktiert), einen 5 mm langen AgGaSe_2 - (gestrichelt) und einen 2 mm langen ZnGeP_2 -Kristall (durchgezogen). Dabei ist die Kurve für AgGaS_2 mit einem Faktor 10 multipliziert.

weist, darunter aber die Effizienz rapide abfällt. Dieses ist eine Folge des sich 90° annähernden Phasenanpassungswinkels, der hier schon aus praktischen Gründen den nutzbaren Wellenlängenbereich einschränkt. Auch für den AgGaSe_2 -Kristall ist der Phasenanpassungswinkel für $\lambda \leq 3.5 \mu\text{m}$ nahe 90° , damit lassen sich die Effizienzen im Bereich unterhalb von $3.5 \mu\text{m}$ ebenfalls aus praktischen Gründen nicht erreichen, wenn gleichzeitig ein großes Wellenlängenintervall abgedeckt werden soll. Für den AgGaS_2 -Kristall sind die Effizienzen oberhalb von $4 \mu\text{m}$ nahezu konstant.

4.4 Zeitliches Auflösungsvermögen des Autokorrelators

Zur Erzielung einer optimalen Konversionseffizienz legte das in Abb. 4.5 dargestellte Ergebnis der Berechnungen eigentlich die Wahl eines 8 mm langen ZnGeP_2 -Kristalls nahe. Bei der Wahl der Kristalldicke mußte aber auch in Betracht gezogen werden, daß der Einfluß des Kristalls auf das zu messende Signal so gering ist wie möglich. Die Gruppengeschwindigkeit der Grundwellenlänge und der 2. Harmonischen im Kristall hängt von der Ableitung der Brechungsindizes nach der Wellenlänge ab und ist dementsprechend trotz der Anpassung der Phasengeschwindigkeiten unterschiedlich. Damit verbunden ist eine zeitliche Trennung beider Signale, die zu einer Verlängerung des Autokorrelationssignals führt. Die Gruppengeschwindigkeitsdispersion bewirkt eine zeitliche Verlängerung des Eingangspulses, die ebenfalls zu einer Beeinflussung des Autokorrelationssignals führt.

Die Ergebnisse einer Simulation für beide Parameter in Abhängigkeit von der Wellenlänge ist in Abb. 4.7 dargestellt. Die zugrundeliegenden Kristalllängen betragen dabei 5 mm für den AgGaS_2 - und den AgGaSe_2 -Kristall, sowie 2 mm für den ZnGeP_2 -Kristall. Es zeigt sich, daß die zeitliche Auflösung des ZnGeP_2 -Kristalls deutlich besser ist und im Bereich von $\lambda > 4 \mu\text{m}$ die Messung einer minimalen Pulsdauer von 300 fs zuläßt. Dieses ist Folge der geringeren Kristalldicke, die zur Erzielung einer hohen Konversionseffizienz erforderlich ist, und der höheren Phasenanpassungsbandbreite.

Neben der Kristalldicke begrenzt auch die Forderung nach einer untergrundfreien Messung, für die ein von Null verschiedener Einfallswinkel beider Teilpulse auf den Kristall notwendig ist, die zeitliche Auflösung. Dabei ist, wie in Abb. 4.8 zu sehen, der Winkel zwischen beiden Strahlen gegeben durch die Fokallänge f des Paraboloidspiegels gemäß

$$\sin \alpha = D/f, \quad (4.1)$$

wobei D den Abstand beider Strahlen vor der Fokussierung bezeichnet. Der Strahlradius w_0 im Fokus kann unter der Annahme einer radialen gaußförmigen

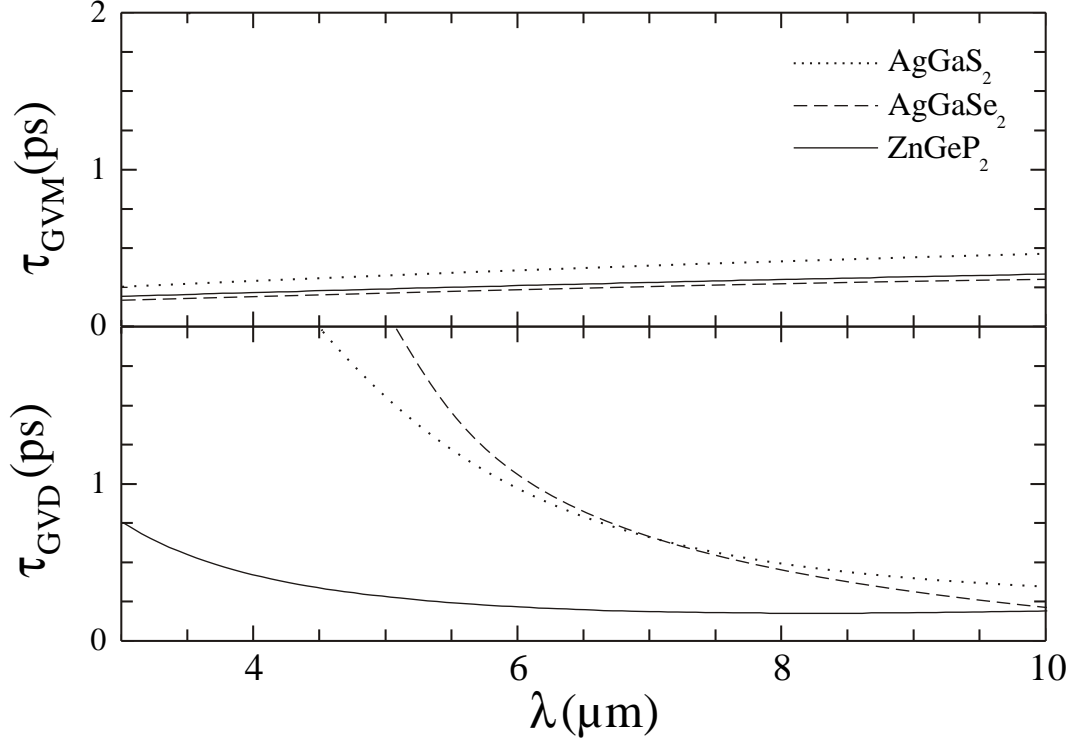


Abb. 4.7: Zeitliche Auflösung durch die unterschiedlichen Gruppengeschwindigkeiten (GVM) und durch die Gruppengeschwindigkeitsdispersion (GVD) als Funktion der Wellenlänge für einen 5 mm langen AgGaS₂-Kristall, einen 5 mm langen AgGaSe₂-Kristall und einen 2 mm langen ZnGeP₂-Kristall.

Intensitätsverteilung genähert werden durch

$$w_0 \approx \frac{2f\lambda}{w} \quad (4.2)$$

mit dem Strahlradius w vor der Fokussierung. Das Erzielen einer hohen Intensität erfordert eine kurze Brennweite, gleichzeitig muß aber auch der Kreuzungswinkel α vergrößert werden, um nach dem Kristall eine Trennung der Grundwelle und der 2. Harmonischen zu ermöglichen. Dazu ist vor dem Hohlspiegel eine Distanz D von mindestens 15 mm notwendig. Die Forderung nach möglichst hohen Intensitäten und einem kompakten Aufbau legte eine Brennweite des zu verwendenden Paraboloidspiegels von 50 mm nahe, woraus $\alpha = 18^\circ$ folgte. Größere Brennweiten liefern geringere Intensitäten bei einem erhöhten Platzbedarf, kleinere führen geometrisch zu einer Begrenzung der Kristalllänge und damit zu einer Begrenzung der Konversionseffizienz.

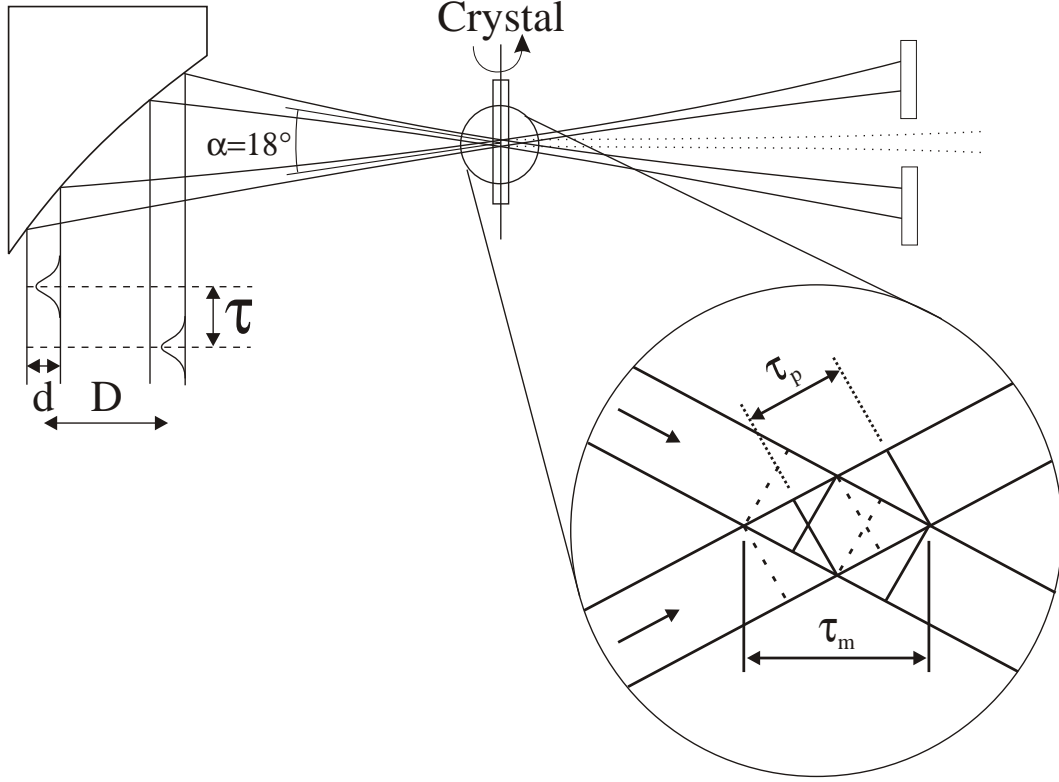


Abb. 4.8: Schema der Pulsüberlagerung für den realisierten Autokorrektor (vgl. Abb. 4.1). Dabei ist $d = 2w$ der Strahldurchmesser vor der Fokussierung, D der transversale Abstand beider Teilpulse, τ deren zeitlicher Abstand sowie τ_p die Pulsdauer des Eingangspulses und τ_m die durch den Einfallswinkel $\alpha \neq 0$ bedingte verlängerte Pulsdauer. In der Vergrößerung ist aus Gründen der Übersichtlichkeit der Kristall nicht eingezeichnet.

Gleichzeitig wird durch die nichtkollineare Strahlführung, bei der im Falle einer zeitlichen Koinzidenz beider Grundwellen, deren Ausbreitungsrichtungen nicht mit der Ausbreitungsrichtung der aus der Überlagerung entstehenden 2. Harmonischen übereinstimmt, der Wechselwirkungsbereich verlängert, was zu einer zeitlichen Überschätzung der Pulsdauer führt. Für ein zeitlich gaußförmiges Intensitätsprofil läßt sich diese Pulsverlängerung analytisch berechnen [56]:

$$\tau_m^2 = \tau_p^2 + \frac{\ln 2}{2} \frac{\alpha^2 w_0^2}{v_\omega^2} \quad (4.3)$$

Dabei ist v_ω die Gruppengeschwindigkeit der Grundwelle. Im allgemeinen muß also ein Kompromiß gefunden werden zwischen der Fokussierung und damit der

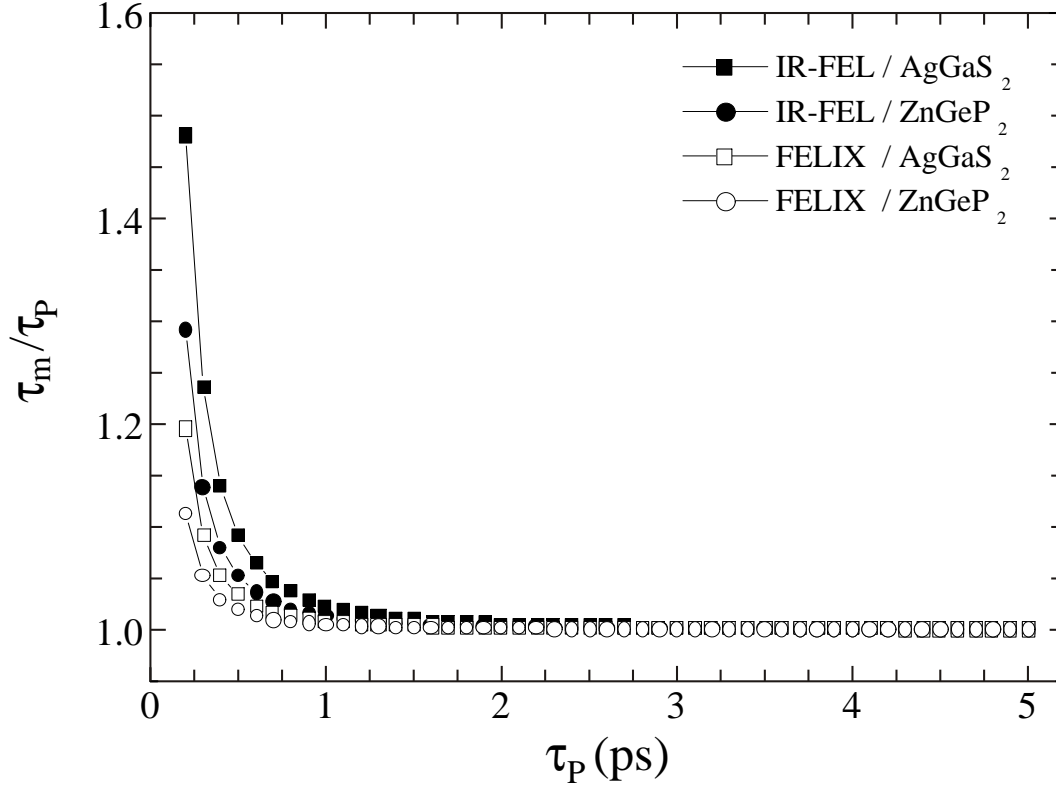


Abb. 4.9: Pulsverlängerungsfaktor τ_m/τ_p als Funktion der Pulsdauer τ_p für den AgGaS₂-Kristall ($l_C = 5$ mm) und den ZnGeP₂-Kristall ($l_C = 2$ mm) für Messungen am FELIX und am IR-FEL am S-DALINAC.

erreichbaren Intensität und der durch den Kreuzungswinkel begrenzten Wechselwirkungslänge bzw. zeitlichen Auflösung. In Abb. 4.9 ist dieser Pulsverlängerungsfaktor für den ZnGeP₂- und den AgGaS₂-Kristall sowie Strahlradien von 1.5 mm für den Darmstädter IR-FEL sowie 2.5 mm für FELIX gezeigt. Für Pulsdauern unterhalb von 500 fs beträgt für den IR-FEL die Abweichung gegenüber der tatsächlichen Pulsdauer mehr als 10 % und muß deshalb berücksichtigt werden. Für Messungen am FELIX ist dieser Effekt erst bei Pulsdauern unterhalb von 300 fs entscheidend.

5 Experimentelle Ergebnisse

Zur Vorbereitung der Experimente am IR-FEL des S-DALINAC konnten erste Testmessungen am FELIX durchgeführt werden, in deren Rahmen zunächst die Konversionseffizienz für den AgGaS₂- und den ZnGeP₂-Kristall bestimmt wurde. Daran anschließend erfolgt die Darstellung und Diskussion der gemessenen Autokorrelationsfunktionen und der daraus berechneten Laserpulsdauern.

5.1 Messung der Konversionseffizienz

Zur Überprüfung der Einsetzbarkeit beider Kristalle wurde in einem ersten Testexperiment die Konversionseffizienz für beide Kristalle ermittelt. Dazu wurde der Kristall mit seiner Halterung aus dem Autokorrelator ausgebaut und so montiert, daß mit einer Linse die gesamte Energie des FEL-Pulses auf den Kristall fokussiert werden konnte. Aus dem Vergleich der Pulsenergie vor bzw. nach dem Kristall resultiert die Konversionseffizienz, wobei durch entsprechende Filter zum einen sicherzustellen war, daß der in den Kristall einlaufende Laserpuls keine Anteile an höheren Harmonischen besaß, zum anderen, daß vor dem Detektor die Grundwellenlänge unterdrückt wurde.

Für den Zinkgermaniumphosphid-Kristall konnte selbst in einer nicht optimierten experimentellen Anordnung die erzeugte 2. Harmonische mit einem Energiemeßgerät analysiert werden. Die Ergebnisse dieser Messung bei einer Wellenlänge von 8 μm sind in Abb. 5.1 zusammen mit den theoretisch erreichbaren Konversionseffizienzen in Abhängigkeit von der Energie des FEL-Pulses in der Grundwellenlänge aufgetragen. Es zeigen sich Konversionseffizienzen von etwa 2.5 bis 7.5 %, wobei die theoretischen Maximalwerte nicht erreicht wurden. Diese Diskrepanz zwischen Experiment und Theorie läßt sich auf Imperfektionen in der Phasenanpassung sowie Abweichungen von der idealen Kristallposition im Fokus des Laserpulses zurückführen.

Für den Silberthiogallat-Kristall war die Konversionseffizienz zu gering für eine direkte Messung der Energie, stattdessen wurde ein auf 77 K gekühlter HgCdTe-Detektor mit einer effektiven Fläche vom 1 mm² dicht hinter dem Kristall platziert.

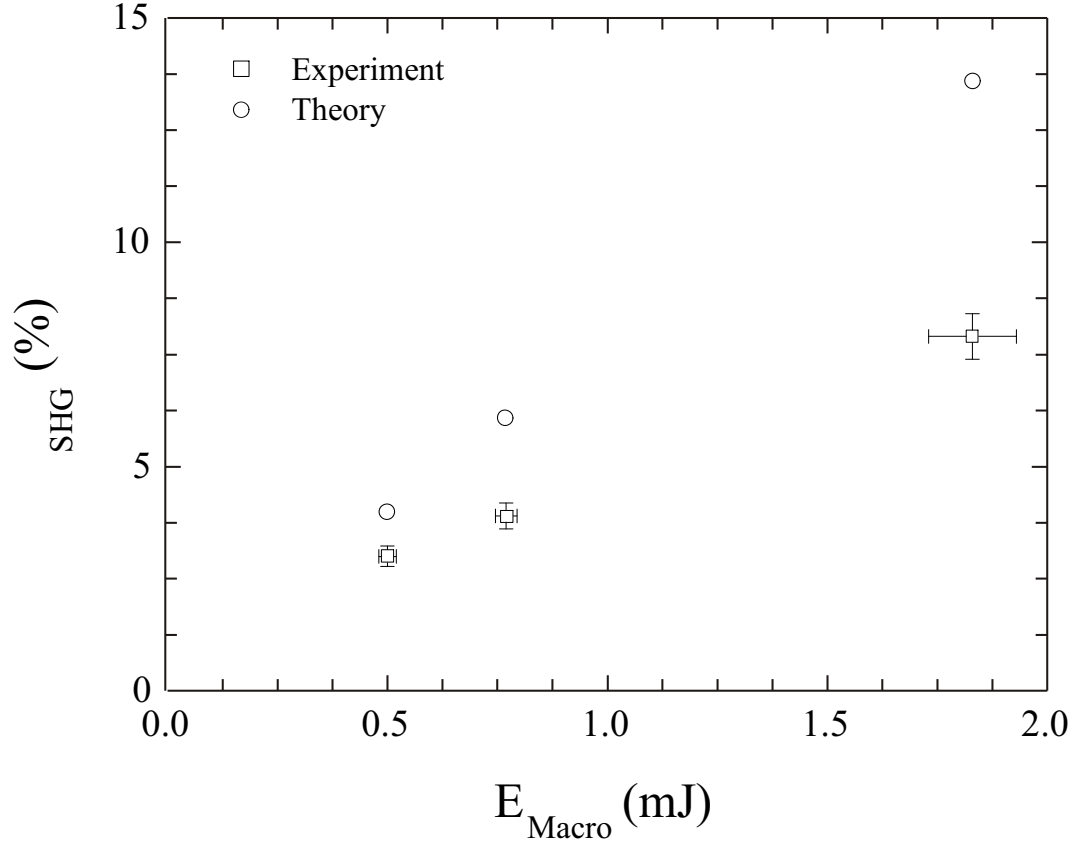


Abb. 5.1: Am FELIX gemessene und theoretisch erreichbare Konversionseffizienz als Funktion der Pulsenergie in der Grundwelle für den ZnGeP_2 -Kristall bei einer Wellenlänge von $\lambda = 8 \mu\text{m}$.

Für die Messung war eine Optimierung der Kristallposition und Lage notwendig, es ist aber nicht auszuschließen, daß aufgrund der Divergenz der 2. Harmonischen nicht die gesamte erzeugte Intensität mit dem Detektor nachgewiesen wurde. Aus einer Empfindlichkeit des Detektors von [57] 5600 V/W errechnete sich bei einer Makropulsenergie von (1 ± 0.1) mJ, einer Makropulsdauer von $7 \mu\text{s}$, einer Mikropulswiederholfrequenz von 1 GHz und einer gemessenen Spannung am Detektor von (2 ± 0.2) V eine Konversionseffizienz von $(3.5 \pm 0.5) \cdot 10^{-5}$, die also etwa einen Faktor 1000 geringer war als die des ZnGeP_2 -Kristalls.

Ebenfalls im Rahmen dieses Experiments konnte für den ZnGeP_2 -Kristall die Winkelakzeptanz aus einer Messung der Energie in der 2. Harmonischen als Funktion der Abweichung vom Phasenanpassungswinkel bestimmt werden, deren Daten Abb. 5.2 zeigt. Es ergab sich eine Winkelakzeptanz von (61 ± 3) mrad, in guter Übereinstimmung mit dem theoretischen Wert von 53 mrad [58].

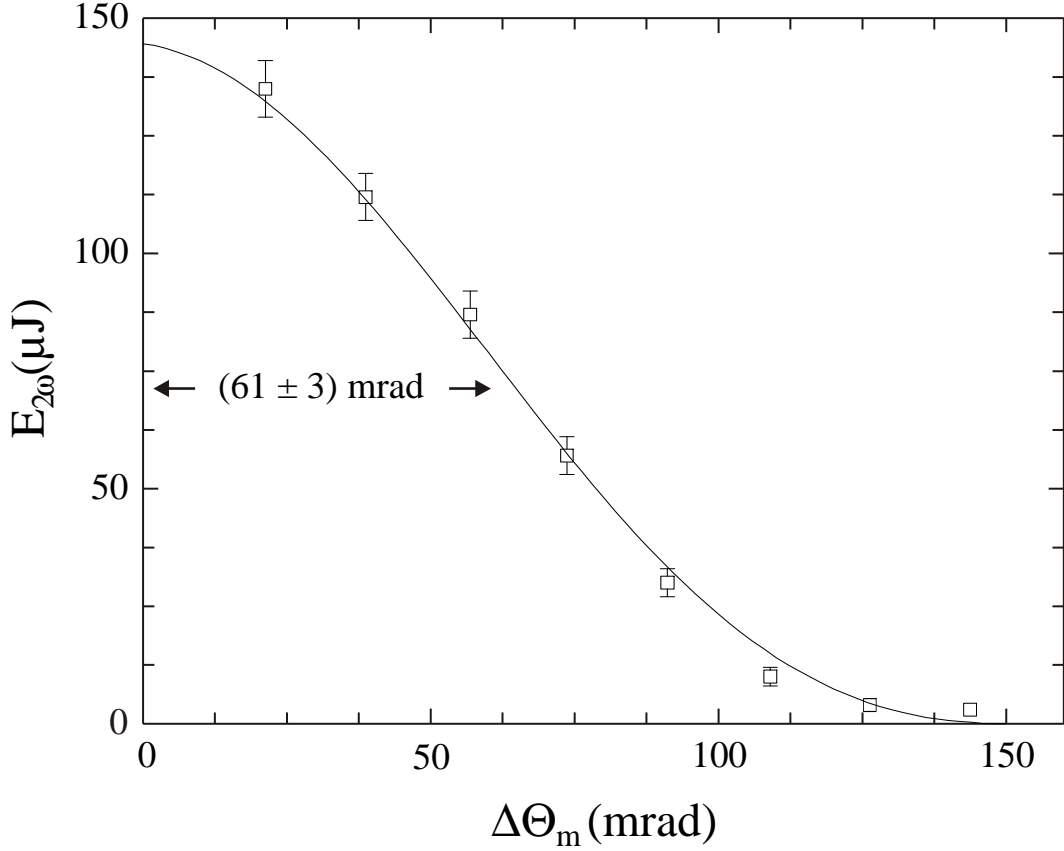


Abb. 5.2: Am FELIX bei einer Wellenlänge von $\lambda = 8 \mu\text{m}$ gemessene Energie der 2. Harmonischen als Funktion der Abweichung vom Phasenanpassungswinkel. Die durchgezogene Kurve repräsentiert eine Anpassung, aus der eine Winkelakzeptanz von $(61 \pm 3) \text{ mrad}$ folgt.

Aus diesen Messungen folgt, daß der ZnGeP_2 deutlich besser zur Messung der Pulsdauern geeignet ist. Die Konversionseffizienz von einigen Prozent in Kombination mit der im Vergleich zu vielen anderen Kristallen außerordentlich großen Winkelakzeptanz erlaubte die Frequenzverdopplung auch unter nicht optimierten Bedingungen. Im Gegensatz dazu erforderte die Verwendung des AgGaS_2 -Kristalls einen wesentlich höheren Aufwand bei der Justierung und Einstellung der Phasenanpassung, wobei auch unter optimalen Bedingungen die erreichbare Konversionseffizienz deutlich geringer war. Aus diesen Gründen wurde bei der Messung der Pulsdauern am FELIX der ZnGeP_2 -Kristall eingesetzt.

5.2 Durchführung der Pulsdauer-Messungen

Um die Einsetzbarkeit des Autokorrelators am Darmstädter FEL nachweisen zu können, wurden am FELIX Messungen der Pulsdauer bei Wellenlängen von etwa 5.7, 6.2, 6.4, 7 und 9 μm mit einer festen Desynchronisation, sowie für eine Wellenlänge von 7 μm in Abhängigkeit von der Desynchronisation durchgeführt. Der FEL wurde dazu durch ein evakuiertes Strahltransfersystem zum Experiment geleitet. Die sich daran anschließende experimentelle Anordnung ist in Abb. 5.3 gezeigt. Kollinear zur Strahlführung des FEL wurde ein HeNe-Laser zur Justierung genutzt. Einer ersten, durch zwei Aperturen definierten Gerade folgte eine erforderlichen Umlenkung des Strahls und ein Höhenversatz, bevor der FEL-Strahl alternativ in den Autokorrelator oder den Monochromator eingekoppelt werden konnte. Nach der Vorjustierung des Autokorrelators mit Hilfe des HeNe-Lasers,

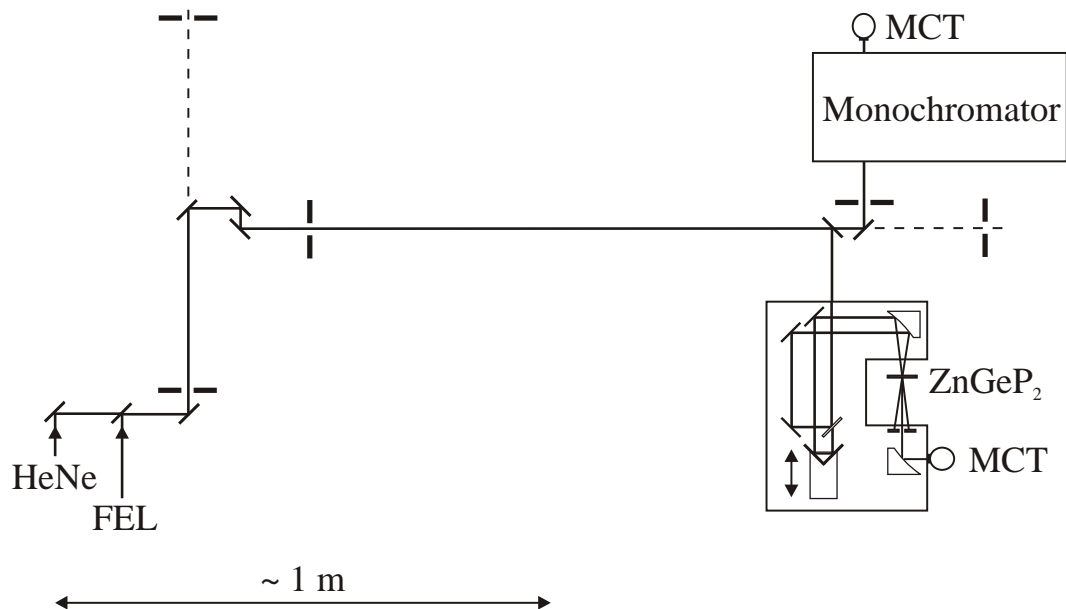


Abb. 5.3: Experimentelle Anordnung am FELIX. Der FEL-Strahl nach dem Strahltransfersystem und der HeNe-Laser zur Justierung wurden kollinear geführt und die Strahlachse durch Blenden definiert. Einer notwendigen Umlenkung des Strahls und einem Höhenversatz schließt sich die Einkopplung entweder in den Autokorrelator oder den Monochromator an. In beiden Fällen wurden HgCdTe-Detektoren (MCT) zur Messung verwendet.

sowie der Überprüfung dieser Einstellung anhand des FEL-Lichts erfolgte die Optimierung der Position des zum Nachweis des frequenzverdoppelten Lichts eingesetzten HgCdTe-Detektors. Die notwendige zeitliche Überlagerung konnte dabei durch die Phasenmessung mit der Laserdiode eingestellt werden. Anschließend wurde die Lage der von den beiden Teilpulsen einzeln erzeugten 2. Harmonischen in Vorwärtsrichtung bestimmt. Dabei war gleichzeitig die zur Phasenanpassung erforderliche Drehung des Kristalls durchzuführen. Aus der räumlichen Lage der beiden erzeugten 2. Harmonischen konnte dann die Position des zu erwartenden Autokorrelationssignals ermittelt und eingestellt werden. Anhand dieses Signals erfolgte anschließend die Optimierung der Konversionseffizienz. Für alle Messungen war es erforderlich, die Energie des FEL-Pulses um 15 dB abzuschwächen, da ansonsten die erzeugte 2. Harmonische den HgCdTe-Detektor sättigte.

Da aufgrund der Verwendung normalleitender Beschleunigungsstrukturen die Dauer der Makropulse auf $7\ \mu\text{s}$ bei einer Repetitionsrate von 5 Hz für die Makropulse bzw. 1 GHz für die Mikropulse begrenzt war, konnte die Autokorrelationsfunktion nicht mit dem von einem Motor bewegten Schlitten bestimmt werden. Bei einer typischen Pulsdauer von 1 ps beträgt die Länge der Autokorrelationsfunktion und damit die erforderliche Weglängenvariation etwa 1 mm. Bei einer Umlauffrequenz des Schlittens von 10 Hz wird der gesamte Hub von 5 mm in 100 ms zurückgelegt, während der Dauer eines Makropulses entspricht dies einer Verzögerungsstrecke von $0.7\ \mu\text{m}$, es wird also während eines Umlaufs lediglich 0.7 % der gesamten Autokorrelationsfunktion erzeugt. Die Nutzung des Motors erforderte damit eine geringe Verschiebung der Ankunftszeit des FEL-Pulses relativ zur Schlittenposition, um durch sukzessive Überlagerung von Makropulsen die komplette Autokorrelationsfunktion zu erzeugen. Dazu wäre eine genaue Synchronisation zwischen der Erzeugung des Lichtpulses und der Motorbewegung erforderlich, die im Rahmen dieser Messungen technisch nicht realisierbar war. Der Autokorrelator bietet aber durch eine Lichtschranke die Möglichkeit, an den Umkehrpunkten des beweglichen Schlittens ein Triggersignal zu generieren, damit kann die dem Elektronenstrahl aufgeprägte Makrostruktur durch dieses Triggersignal initiiert werden. Für den IR-FEL am S-DALINAC stellt die Begrenzung der Länge der Makropulse keine Einschränkung dar, aufgrund der Verwendung supraleitender Strukturen kann die Dauer der Makropulse ausreichend lang für eine Erzeugung der Autokorrelationsfunktion in einem Umlauf gewählt werden.

Für die Messungen der Intensitätsautokorrelation 2. Ordnung am FELIX wurde hingegen ausgenutzt, daß der gesamte Schlitten auf einem Verschiebetisch montiert ist und manuell mittels einer Mikrometerschraube um bis zu 15 mm bewegt werden kann.

5.3 Abhängigkeit von der Wellenlänge

Zur Messung der Pulsdauer bei verschiedenen Wellenlängen wurde eine konstante Elektronenenergie von 46.5 MeV gewählt. Die Variation der Wellenlänge erfolgte durch eine Änderung des Abstandes der beiden in Abb. 3.3 gezeigten Undulatormagnetsektionen des FEL-2. Um eine Vergleichbarkeit der Messungen zu erlauben, mußte die Desynchronisation für alle Messungen gleich eingestellt werden. Dazu wurde jeweils der Resonator so lange verkürzt, bis die Verstärkung nicht mehr zur Initiierung des Laserprozesses ausreichte. Eine Verlängerung des Resonators relativ zu dieser als Nullpunkt gewählten Position erlaubte so die Einstellung der gleichen Desynchronisation von $\delta L/\lambda = -1.15 \pm 0.05$ für Wellenlängen oberhalb von 6 μm .

In den Abb. 5.4 und 5.5 sind exemplarisch eine gemessene Autokorrelationsfunktion und das dazugehörige Spektrum gezeigt. Die Halbwertsbreite der Autokorrelationsfunktion beträgt $\tau_{ac} = (1.95 \pm 0.28)$ ps. Da während des Experiments keine Messung der Phasenverteilung durchgeführt wurde, war die Rekonstruktion der Pulsform nicht möglich. Aus diesem Grund mußte zur Berechnung der Pulsdauer eine Pulsform angenommen werden, aus der sich ein Umrechnungsfaktor von τ_{ac} in τ_p ergab. Unter Annahme einer gaußförmigen Intensitätsverteilung folgte so eine Pulsdauer $\tau_p = (1.38 \pm 0.20)$ ps. Das Spektrum weist eine zentrale Wellenlänge von 6.93 μm bei einer Halbwertsbreite von (0.08 ± 0.02) μm auf. Dabei ist es näherungsweise gaußförmig, und wurde beeinflusst durch eine Wasserabsorptionslinie bei 6.96 μm . Weiterhin ist bei $\lambda = 7.07$ μm ein Anstieg der Intensität zu beobachten, der auf ein sogenanntes Seitenband hindeutet.

Ursache dieses Seitenbandes könnte die Entstehung von sub-Pulsen sein, die als Intensitätsfluktuationen in den Flanken der Autokorrelationsfunktion zu erkennen sind und auf die in Abschn. 5.5 etwas detaillierter eingegangen wird.

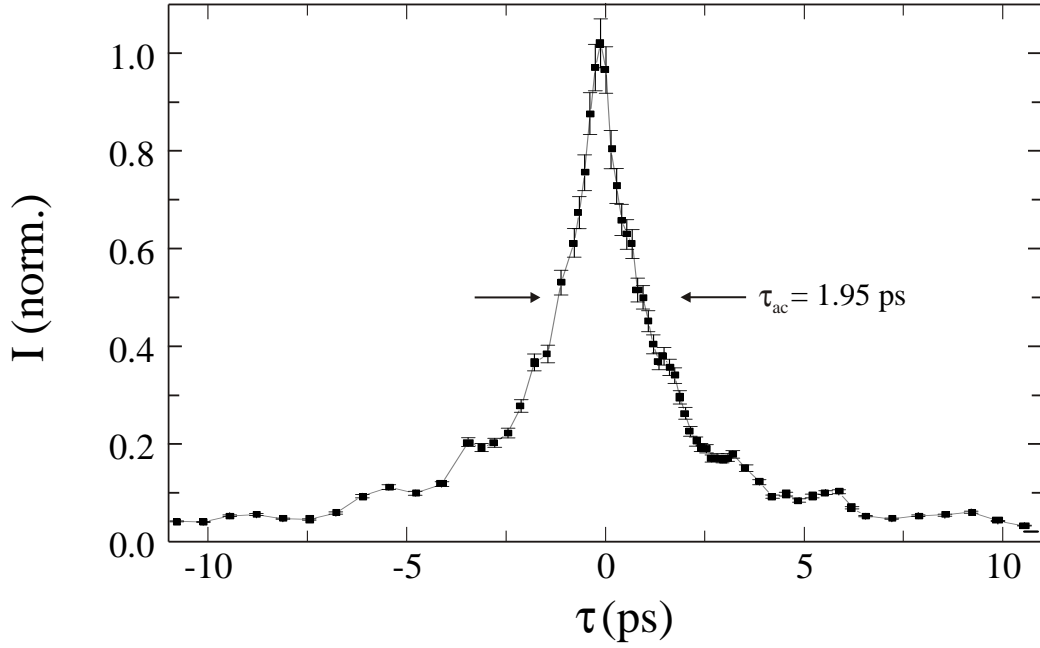


Abb. 5.4: Am FELIX gemessene Autokorrelationsfunktion mit einer Halbwertsbreite von $\tau_{ac} = (1.95 \pm 0.28)$ ps. Die Strukturen in den Flanken der Autokorrelationsfunktion führen im Spektrum zu einem Seitenband bei $7.07 \mu\text{m}$.

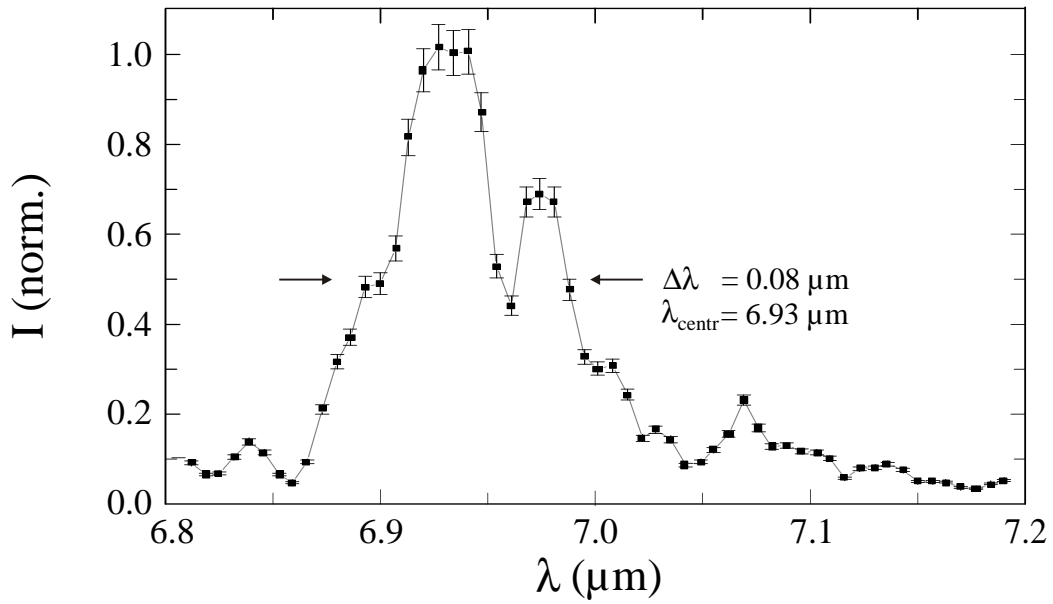


Abb. 5.5: Am FELIX gemessenes Spektrum. Es ergibt eine zentrale Wellenlänge von $6.93 \mu\text{m}$ bei einer Halbwertsbreite von $(0.11 \pm 0.03) \mu\text{m}$.

Die Form der Autokorrelation läßt vermuten, daß die Struktur des Pulses nicht ideal gaußförmig war, sondern eine leichte Asymmetrie aufwies. Da die Autokorrelationsfunktion selbst symmetrisch bezüglich einer Transformation $\tau \rightarrow -\tau$ ist, kann a priori keine Aussage getroffen werden, ob dabei die ansteigende oder die abfallende Flanke des Laserpulses kürzer war. Bedingt durch den im Undulator ablaufenden Verstärkungsprozeß ist aber anzunehmen, daß die abfallende Pulsflanke zeitlich etwas länger war als die ansteigende. Dabei wird zunächst dem Elektronenbunch die Struktur des Lichtfeldes aufgeprägt, es kommt also zu einer Dichtemodulation im Abstand der Wellenlänge. Im letzten Drittel des Undulators erfolgt die kohärente Abstrahlung. Wie bereits in Kap. 2.1.3 beschrieben, weisen die Schwerpunkte von Licht- und Elektronenbunch unterschiedliche Geschwindigkeiten auf, die dazu führen können, daß bei entsprechender Einstellung der Desynchronisation im Laufe des Verstärkungsprozesses die Pulsfront eine größere Verstärkung erfährt als das Pulsende. In jedem Fall sollte eine solche Pulsform auch Einfluß haben auf die Form des Spektrums, auch dieses konnte beobachtet und im Rahmen von [37] durch Simulationen bestätigt werden.

Die Ergebnisse sind in Abb. 5.6 zusammengefaßt, es zeigen sich für die Messungen oberhalb $6\ \mu\text{m}$ Pulsdauern von 1 bis 2 ps bei spektralen Halbwertsbreiten von 60 bis 110 nm, wobei trotz der oben beschriebenen Effekte in der Pulsverstärkung in der Regel die Übereinstimmung des berechneten Pulsdauer-Bandbreite-Produktes sehr gut sind, da diese die Form des Spektrums und der Autokorrelation im Bereich kleiner Amplituden beeinflussen, somit keine Auswirkungen auf die Halbwertsbreiten haben.

Für eine Wellenlänge von $5.7\ \mu\text{m}$ wurde versucht, kürzeste Pulsdauern zu erzielen. Dazu wurde die Desynchronisation so eingestellt, daß die spektrale Breite maximal ist, es ergab sich ein Wert von $\delta L/\lambda = -0.54 \pm 0.09$. Die Änderung der Desynchronisation führte zu einer spektralen Verteilung, die sich durch eine einzige gaußförmige Verteilung beschreiben läßt. Gleiches wurde auch bei der Form der Autokorrelation beobachtet, die Auswertung ergab auch hier, wie aus dem Spektrum zu erwarten, eine Gaußform mit einer Breite von $(305 \pm 21)\ \text{fs}$ bei einem Pulsdauer-Bandbreite-Produkt von $\Delta\nu\Delta\tau = 0.46 \pm 0.04$ in ausgezeichneter Übereinstimmung mit dem theoretischen Wert von 0.44.

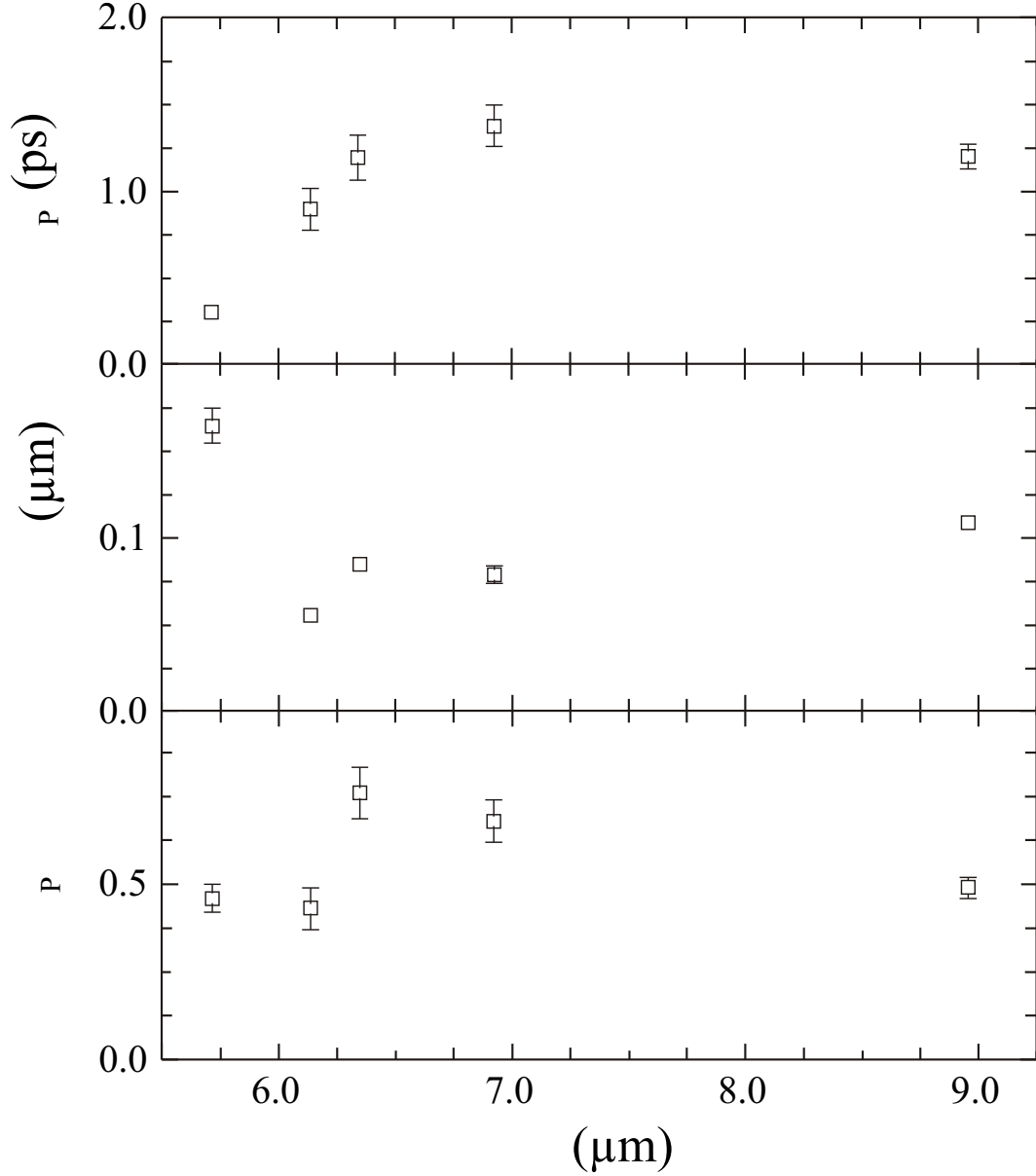


Abb. 5.6: Am FELIX gemessene Pulslängen τ_p (oberes Teilbild), spektrale Halbwertsbreiten $\Delta\lambda$ (mittleres Teilbild) und Pulsdauer-Bandbreite-Produkte $\Delta\nu\tau_p$ (unteres Teilbild) als Funktion der Wellenlänge bei einer Desynchronisation von $\delta L/\lambda = -1.15$. Für $\lambda = 5.6 \mu\text{m}$ wurde zur Erzielung kürzester Pulsdauern zusätzlich die Desynchronisation variiert. Verbunden damit ist die gravierende Zunahme der spektralen Halbwertsbreite, was gegenüber der Messung bei $6.2 \mu\text{m}$ in einem fast unveränderten Pulsdauer-Bandbreite-Produkt resultiert.

5.4 Einfluß der Wasserabsorption

Bei einer genaueren Betrachtung von Abb. 5.6 fällt der gravierende Unterschied in den Pulsdauer-Bandbreite-Produkten für die Messungen bei 6.2 und 6.4 μm auf. Die für beide Messungen bestimmten Autokorrelationsfunktionen und Spektren sind in Abb. 5.7 dargestellt. Ebenfalls eingezeichnet sind die Rekonstruktionen der Autokorrelationsfunktionen aus den Spektren für einen Bandbreite-begrenzten Puls sowie die Position einzelner Wasserabsorptionslinien, deren Intensität bei 6.4 μm besonders groß ist. Dieser äußere Einfluß ist für Messungen am IR-FEL des S-DALINAC von außerordentlicher Bedeutung, da zum Verständnis der im Undulator des FELs ablaufenden Prozesse die Kenntnis der Effekte, die unabhängig davon die Messung der Pulsdauer und -form beeinflussen, zwingend erforderlich ist.

Da die Resonatoreinstellung bezüglich der relativen Desynchronisation für beide Messungen identisch war und beide Wellenlängen sehr dicht beieinander liegen, zeigt sich in diesem Vergleich insbesondere der Einfluß der Wasserabsorption auf die Pulsform. Während der Puls bei einer Wellenlänge von 6.2 μm Bandbreite-begrenzt war und nur eine leichte Beeinflussung der Pulsbasis, deren Ursache bereits beschrieben wurde, zu erkennen ist, zeigt die Autokorrelationsfunktion für $\lambda = 6.4 \mu\text{m}$ eine sehr große Abweichung von der idealen Form eines Bandbreite-begrenzten Pulses. Dabei konnte die Autokorrelationsfunktion näherungsweise beschrieben werden durch ein nahezu rechteckförmiges Plateau, das von einer gaußförmigen Intensitätsverteilung überlagert wurden. Es ergaben sich Halbwertsbreiten von (1.6 ± 0.2) ohne bzw. (3.6 ± 0.4) ps mit dem Plateau. Für die beiden Spektren ergaben sich zentrale Wellenlängen von 6.14 μm und von 6.33 μm bei spektralen Halbwertsbreiten von 0.06 μm und 0.09 μm . Dabei wurde im experimentellen Aufbau zwischen dem Strahltransfersystem des FEL und dem ZnGeP₂-Kristall im Autokorrelator bei einer Wellenlänge von 6.344 μm 95 % der Intensität absorbiert [57]. Im Spektrum ist eine Reduktion der Intensität an dieser Stelle zu erkennen, wobei dabei eventuell die Auflösung des Monochromators dem Effekt der Wasserabsorption überlagert ist.

Die Rekonstruktion der Autokorrelationsfunktion aus dem Spektrum unter der Annahme, daß die Phasendifferenz zwischen den einzelnen spektralen Kompo-

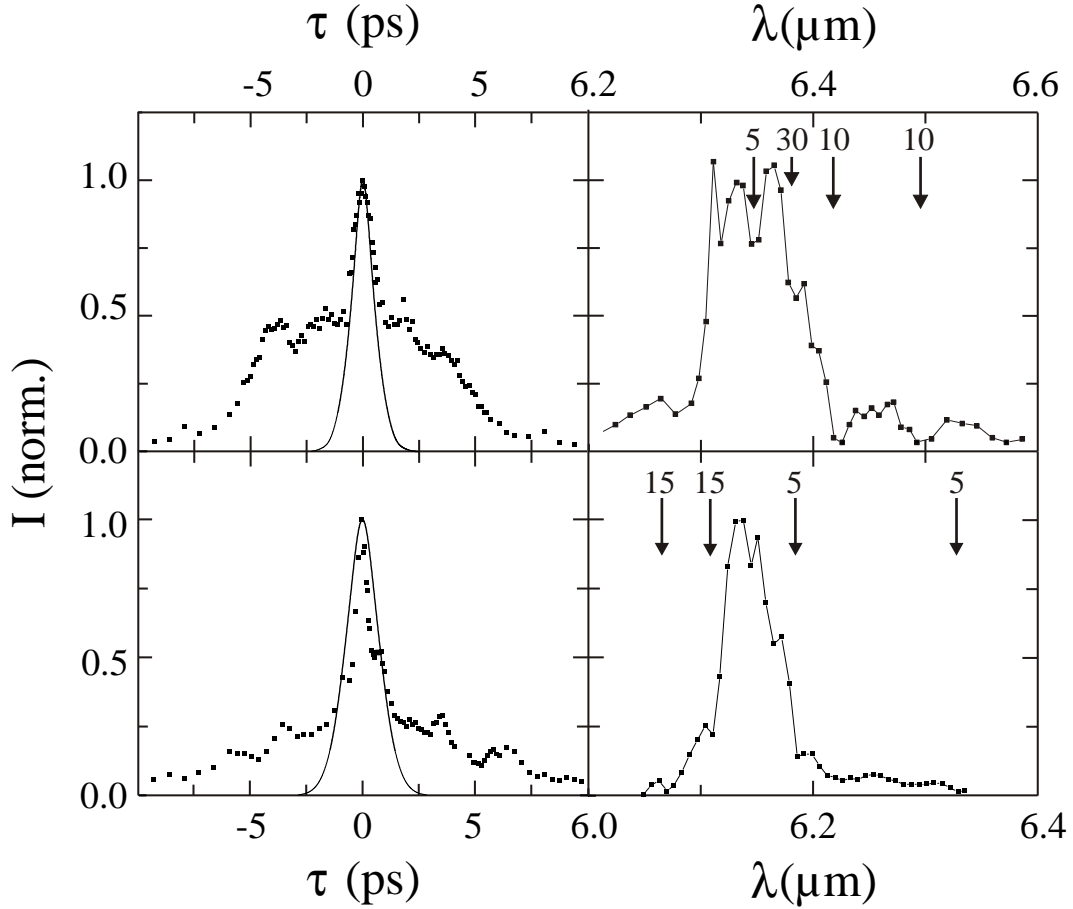


Abb. 5.7: Autokorrelationsfunktion (links) und Spektrum (rechts) oben für $\lambda = 6.4 \mu\text{m}$, unten für $\lambda = 6.2 \mu\text{m}$, sowie in den linken Teilbildern durchgezogen jeweils die Rekonstruktion der Autokorrelation aus dem Spektrum unter der Annahme eines Bandbreite-begrenzten Pulses. In den Spektren ist die Position der Wasserabsorptionslinien markiert, die Zahl gibt dabei die Transmission in Prozent zwischen dem Strahltransfersystem und dem ZnGeP_2 -Kristall im Autokorrelator an.

ten konstant war, stimmt kaum mit der beobachteten überein, zudem zeigen trotz gleicher Desynchronisation die Autokorrelationsfunktionen deutliche Unterschiede. Damit ist die Entstehung dieser Pulsform aufgrund von resonatorinternen Effekten ausgeschlossen. Somit muß angenommen werden, daß die Veränderung der Autokorrelationsfunktion und damit der Pulsform auf eine Absorption und Re-Emission durch in der Luft befindlichen Wassermoleküle zurückzuführen ist. Allerdings bleibt festzustellen, daß bei einer Anregung und einfachen Relaxation der Wassermoleküle die Emission in den vollen Raumwinkel erfolgen müßte, in

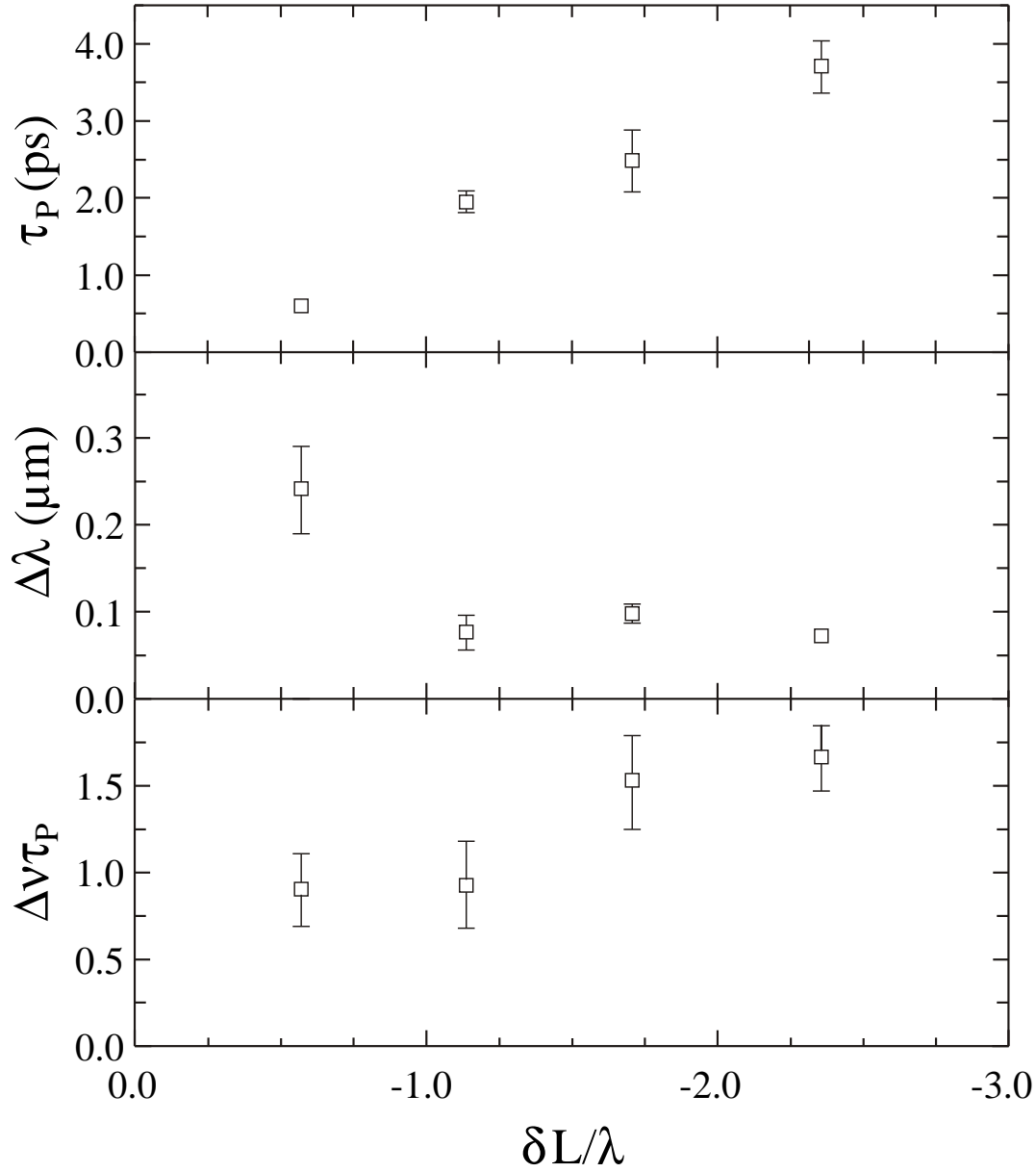


Abb. 5.8: Am FELIX gemessene Pulslängen τ_p (oberes Teilbild), spektrale Halbwertsbreiten $\Delta\lambda$ (mittleres Teilbild) und Pulsdauer-Bandbreite-Produkte $\Delta\nu\tau_p$ (unteres Teilbild) als Funktion der Desynchronisation.

diesem Fall fände vor allem eine Beeinflussung des Spektrums statt. Die Auswirkungen auf die Pulsform, wobei gleichzeitig das Spektrum nur wenig beeinflusst wird, könnten demgegenüber erklärt werden durch eine Absorption zu Beginn des Pulses und einer anschließenden stimulierten Emission im Bereich der abfallenden Pulsflanke.

5.5 Abhängigkeit von der Desynchronisation

Wie bereits im Vergleich der Messungen zwischen 5.6 und 9 μm deutlich wurde, hat die Desynchronisation einen großen Einfluß auf die Pulslänge. Dieser sollte bei einer Wellenlänge von 7 μm anhand der Veränderung der Autokorrelationsfunktion für Desynchronisationen zwischen -0.57 ± 0.07 und -2.28 ± 0.07 bestimmt werden. Die Ergebnisse der Messungen sind in Abb. 5.8 dargestellt. Das obere Teilbild zeigt eine deutliche Reduktion der Pulsdauer von 3.7 auf 0.6 ps bei abnehmend negativer Desynchronisation. Gleichzeitig lag, wie im mittleren Teilbild zu erkennen ist, die spektrale Halbwertsbreite zunächst im Bereich von weniger als 100 nm, woraus insgesamt eine Abnahme des Pulsdauer-Bandbreite-Produktes resultiert. Erst für eine Desynchronisation im Bereich der halben Wellenlänge kam es zu einer gravierenden Abnahme der Pulsdauer bei gleichzeitig stark vergrößerter spektraler Halbwertsbreite.

Verknüpft mit der starken Verringerung der Pulsdauer und basierend auf der hohen Kleinsignalverstärkung in diesem Bereich war das Auftreten von sogenannten Sub-Pulsen. Dabei bildete sich, wie für andere Desynchronisationen auch, zunächst ein Laser-Puls aus. Da dieser im Laufe des Verstärkungsprozesses den Elektronenbunch überholt, kann dieser dem Lichtpuls wieder Energie entziehen. Einen genügend kurzen Puls vorausgesetzt, kann durch das Zurückfallen des Elektronenbunches gegenüber dem Lichtpuls diese Energie zur Entstehung weiterer Pulse führen.

5.6 Zeitaufgelöste Autokorrelationen

Für ausgewählte Parameter wurden nicht nur die Spitzenintensitäten der erzeugten 2. Harmonischen im Verlauf des Makropulses bestimmt, sondern zusätzlich der Intensitätsverlauf über den gesamten Makropuls für jeweils eine Zeitdifferenz τ der beiden Teilpulse mittels eines Digital-Oszilloskops gespeichert. Aus den Daten ergab sich eine zeitaufgelöste Autokorrelationsfunktion, wie in Abb. 5.9 exemplarisch gezeigt, aus deren Verlauf sich die Pulsdauer als Funktion der Posi-

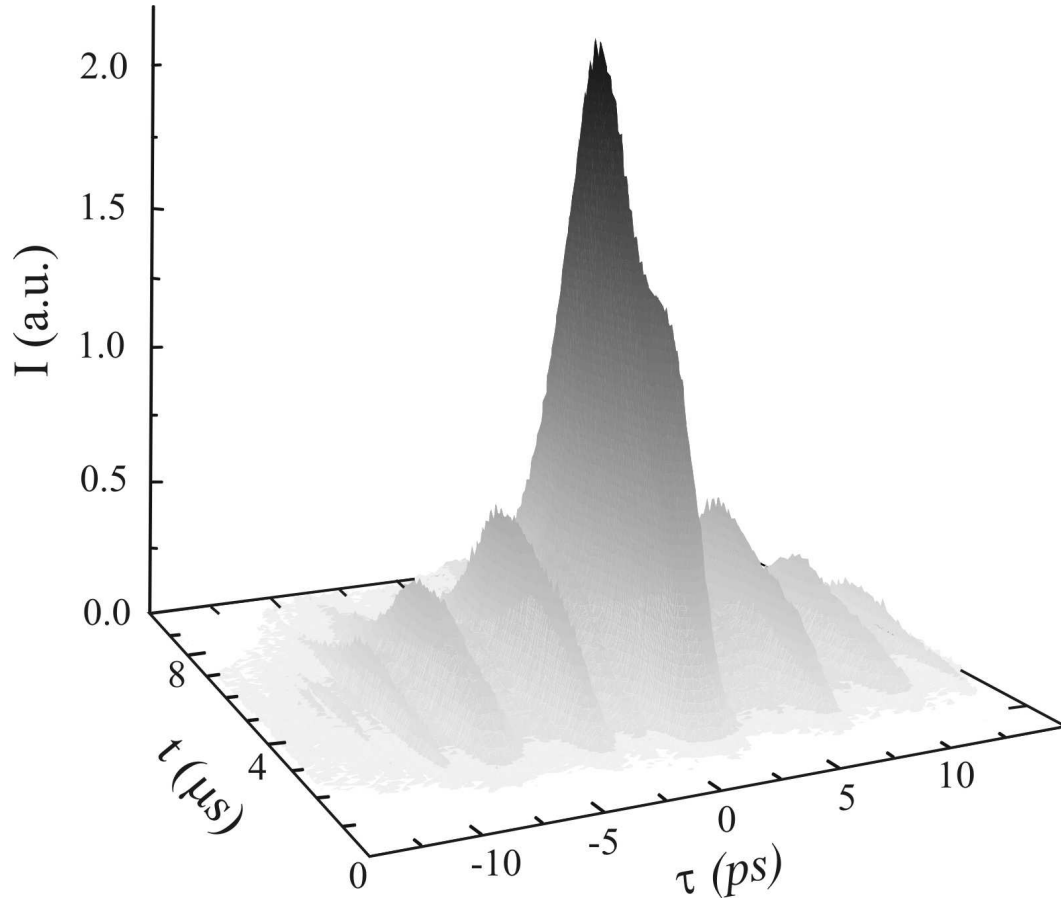


Abb. 5.9: Am FELIX bei einer Wellenlänge von $\lambda = 7 \mu\text{m}$ und einer Desynchronisation von $\delta L/\lambda = -0.57$ gemessene Intensität der 2. Harmonischen als Funktion der Zeit t und der Wegdifferenz τ .

tion t im Makropuls bestimmen ließ. Dabei sei angemerkt, daß, bedingt durch die Anstiegszeit des verwendeten HgCdTe-Detektors von 100 ns, bei einer Repetitionsrate der Mikropulse von 1 GHz jeweils über 100 dieser Pulse gemittelt wurde. Zusätzlich erfolgte eine Mittelung über 16 Makropulse, um Intensitätsschwankungen zwischen einzelnen Makropulsen auszugleichen.

Die Messung wurde bei einer Wellenlänge von $7 \mu\text{m}$ und einer Desynchronisation von $\delta L/\lambda = -0.57$ durchgeführt. Anhand der Abb. 5.9 ist der Einsatz der Bildung von Sub-Pulsen deutlich zu sehen. Wie bereits oben beschrieben, setzte zunächst die Bildung und Verstärkung eines einzigen Hauptpulses ein, bevor im weiteren Verlauf des Makropulses weitere, in der Intensität schwächere Pulse entstanden.

6 Einsatz am S-DALINAC

Im ersten Teil dieser Arbeit wurde die Entwicklung eines Autokorrelators zur Messung der Mikropulslänge am IR-FEL des S-DALINAC beschrieben.

Zur Messung der Pulsdauern wurde dabei mit der Bestimmung der Autokorrelationsfunktion ein Verfahren ausgewählt, das seit vielen Jahren erfolgreich an Ultrakurzpulslasern eingesetzt worden ist und dessen physikalische Randbedingungen gut verstanden sind. Aus den spezifischen Parametern des IR-FELs und ersten experimentellen Erfahrungen im Rahmen einer Kooperation mit der Universität Heidelberg konnten im Rahmen dieser Arbeit Anforderungen für das zu entwickelnde System definiert werden. Erforderlich waren ein Meßbereich bei Wellenlängen von 3 bis 10 μm mit einem Schwerpunkt zwischen 5 und 8 μm , und Pulsdauern zwischen 500 fs und 5 ps, ein kompakter Aufbau des Systems zur Messung an verschiedenen Orten, eine schnelle und leichte Justierbarkeit, eine hohe Konversionseffizienz des zur Frequenzverdopplung eingesetzten Kristalls sowie eine Unterdrückung des Untergrunds.

Die Forderung nach der Unterdrückung des Untergrunds legte das gekreuzte Überlagern der beiden Teilpulse nahe. Die Größe des gesamten Aufbaus ergab sich zum einen aus der für die Frequenzverdopplung erforderlichen Intensität, die durch den Fokusbereich der Laserstrahlung im Kristall bestimmt ist, zum anderen aus der geforderten zeitlichen Auflösung. Der Austausch des bereits vorhandenen 5 mm langen AgGaS₂-Kristalls gegen einen 2 mm langen ZnGeP₂-Kristall führte nicht nur zu einer Reduzierung der meßbaren minimalen Pulsdauer auf etwa 300 fs, also unterhalb des geforderten Limits, sondern zusätzlich zu einer wesentlich größeren Konversionseffizienz. Die Einschränkung des nutzbaren Meßbereiches auf Wellenlängen oberhalb von 4 μm war dabei tolerabel.

Aufgrund des kompakten und vielseitigen Aufbaus konnten erste Testexperimente am FELIX durchgeführt werden. Dabei zeigte sich, daß der Autokorrelator außerordentlich schnell und leicht justierbar war. Im Rahmen dieser Testmessungen wurden Messungen der Pulsdauer für einen dem IR-FEL am S-DALINAC ähnlichen Wellenlängenbereich mit verschiedenen Desynchronisationen durchgeführt. Es ergaben sich Pulsdauern im Bereich von 300 fs bis 3 ps. Durch eine Messung der Autokorrelationsfunktion bei 6.2 μm und 6.4 μm konnte der Einfluß der

Wasserabsorption, die bei $6.4\ \mu\text{m}$ ein Maximum aufweist, auf die Pulsstruktur bestimmt werden. Dabei zeigte sich eine erhebliche Pulsverlängerung, die durch eine Anregung und anschließende Relaxation der Wassermoleküle zu erklären ist. Für Messungen am Darmstädter IR-FEL, bei denen der genaue Wechselwirkungsprozeß zwischen Lichtfeld und Elektronenbunch im Undulator auf der Basis der spektralen Verteilungen des Laserlichts und der Pulsdauer bzw. -form untersucht werden soll, ist die Kenntnis der äußeren Einflußfaktoren von großer Bedeutung.

Zusammenfassend läßt sich auf der Basis dieser Testexperimente feststellen, daß der im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Autokorrelator die in Kap. 4 vorgegebenen Anforderungen, die bezüglich der Messungen am S-DALINAC an ihn gestellt wurden, in jeder Hinsicht erfüllt. Insbesondere in Bezug auf eine schnelle und unkomplizierte Justierung hat er sogar die Erwartungen übertroffen. Dabei sind die experimentellen Randbedingungen am S-DALINAC einerseits zwar durch eine geringere Mikropulsenergie gegeben, andererseits aber auch durch die wesentlich längere Makropulse, die Meßzeiten für die Pulsdauermessung von wenigen Sekunden erlaubt. Aufgrund der Möglichkeit einer untergrundfreien Messung und der hohen Konversionseffizienz des zur Frequenzverdopplung eingesetzten Kristalls ist eine leichte Erweiterbarkeit auf das Frequency Resolved Optical Gating gegeben. Die dabei durchzuführende Messung einer spektral aufgelösten Autokorrelationsfunktion, bei der zwischen dem frequenzverdoppelnden Kristall und dem Detektor noch ein Monochromator eingesetzt wird, erlaubt auch eine Rekonstruktion der Pulsform und damit das genaue Studium der im Undulator ablaufenden Prozesse.

Teil II: Aufbau des Er:YAG-Lasers zur Mikropulsverstärkung

7 Grundlagen

Erste Experimente zur Ablation von Gewebe [23] zeigten, daß der Abtragungsprozeß durch die Überlagerung vieler Mikropulse und die damit verbundene Temperaturerhöhung initiiert wird. Zur Verbesserung der Ablationsqualität ist eine Einzelpulsabtragung notwendig, für die Pulsenergien des FELs von mehr als $10\text{ }\mu\text{J}$ erforderlich sind. Gleichzeitig sind diese Pulsenergien auch für Experimente zur Erzeugung amorpher Diamantschichten [25, 26] notwendig. Erreichen läßt sich die Pulsenergie für einen Wellenlängenbereich von 4 bis $10\text{ }\mu\text{m}$ mit einer parametrischen Verstärkung. Der Aufbau eines solchen Experiments am IR-FEL ist in Abb. 7.1 gezeigt. Durch einen akusto-optischen Modulator ist es möglich, einen einzelnen Mikropuls des FELs zu extrahieren [59]. Dieser wird kollinear mit einem in einem Pumplaser erzeugten Laserpuls mit fester Wellenlänge durch einen Kristall mit einer nichtlinearen Suszeptibilität geführt, dabei wird der FEL-Puls verstärkt. Da die Pulslänge des Pumpulses im allgemeinen länger ist als die des FEL-Pulses, muß für einen Verstärkungsprozeß mit hoher Effizienz die FEL-Pulslänge dispersiv der Pumpulslänge angeglichen werden. Durch eine dispersive Kompression wird nach dem Kristall die Pulslänge des FEL-Pulses auf etwa 10 ps reduziert.

Eine geeignete Wahl des Kristalls sowie des Pumplasersystems ermöglicht zusätzlich die Nutzung als optisch parametrischer Oszillator. Hierbei findet im Kristall eine Aufspaltung der Energie eines Photons des Pumpulses in zwei Photonen geringerer Energie statt. Dieser Vorgang ist im wesentlichen der Umkehrprozeß zur bereits in Abschn. 2.2.2 beschriebenen Frequenzverdopplung. In diesem Kapitel werden zunächst die theoretischen Grundlagen, auf deren Basis die Auslegung des Lasersystems erfolgte, dargelegt. Unter Berücksichtigung der in Kap. 8 definierten Anforderungen war dabei die Zielsetzung die Entwicklung eines Resonators, der eine möglichst effiziente Umwandlung der benötigten elektrischen Energie in Laserenergie erlaubt. Diese Effizienz ist abhängig von den Eigenschaften der Pumpquelle, des verwendeten Laserkristalls und der Auslegung des Resonators, die den Strahldurchmesser im Laserkristall bestimmt. Den Abschluß

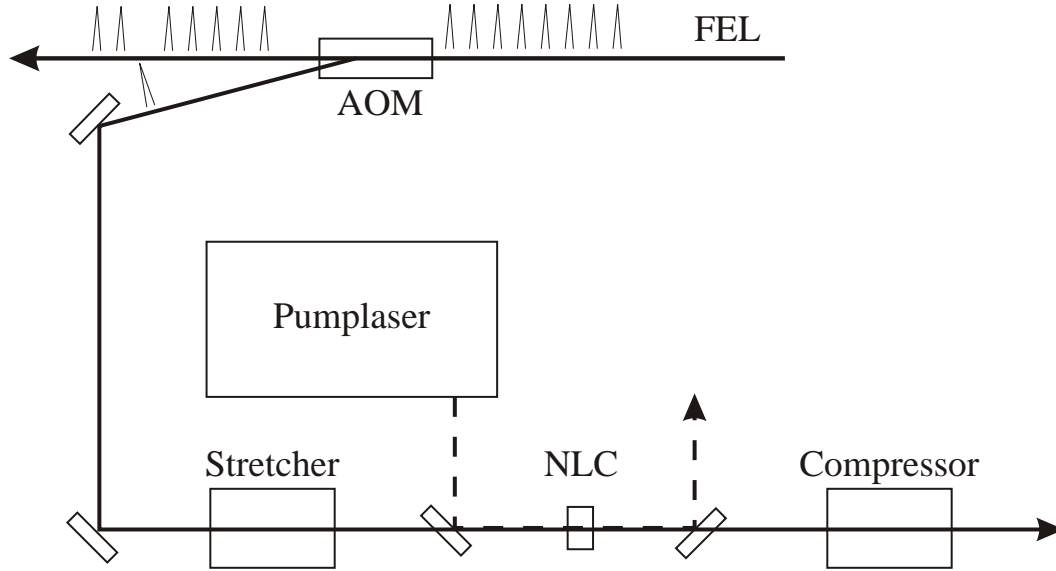


Abb. 7.1: Schema eines Aufbaus zur parametrischen Verstärkung. Ein FEL-Puls wird durch einen akusto-optischen Modulator (AOM) ausgekoppelt, dispersiv der Länge eines Pumplaserpulses hoher Energie angepaßt (Stretcher) und kollinear mit diesem durch einen Kristall mit einer nichtlinearen Suszeptibilität geführt, wobei ein Energieübertrag stattfindet. Anschließend werden beide Pulse getrennt und der verstärkte FEL-Puls dispersiv verkürzt.

dieses Kapitels bildet eine Darstellung der parametrischen Prozesse auf Basis der Ausführungen von Abschn. 2.2.2, mit der eine Verstärkung einzelner FEL-Pulse erzielt werden soll.

7.1 Resonator

Die Ausbreitung monochromatischer Wellen mit der Frequenz ω und der Feldstärke $E(\vec{r})$ im Vakuum folgt aus der skalaren Wellengleichung und wird beschrieben durch die Helmholtz-Gleichung [60]

$$\nabla^2 E(\vec{r}) + k^2 E(\vec{r}) = 0 \quad (7.1)$$

mit der Bedingung $k^2 = \omega^2/c^2$. In dieser Gleichung können Beugung und Inter-

ferenz berücksichtigt werden, nicht aber Polarisierungseffekte, die eine wesentlich komplexere, vollständig vektorielle Behandlung erfordern. Lösungen der Helmholtz-Gleichung sind z.B. ebene oder sphärische Wellen, die jedoch nicht die Anforderungen an elektromagnetische Wellen in einem Resonator in Bezug auf eine endliche transversale Ausdehnung und eine feste Ausbreitungsrichtung, die in diesem Abschnitt entlang der z-Achse erfolgen soll, erfüllen. Der Ansatz einer transversal variierenden Amplitude

$$E(\vec{r}) = E_0(\vec{r}) e^{ikz} \quad (7.2)$$

liefert unter der Annahme der sog. Slowly Varying Envelope (SVE) Näherung nach Einsetzen in Gl. (7.1) die paraxiale Wellengleichung

$$\nabla_T^2 E_0 + 2ik \frac{\partial E_0}{\partial z} = 0 \quad (7.3)$$

mit dem transversalen Laplace-Operator

$$\nabla_T^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}. \quad (7.4)$$

Dabei ist die SVE-Näherung erfüllt, wenn die Änderungen von $E_0(r)$ und $\partial E_0(r)/\partial z$ innerhalb einer Wellenlänge bei der Ausbreitung entlang der z-Achse vernachlässigbar klein sind.

Eine Lösung der paraxialen Wellengleichung ist gegeben durch die sogenannten Gauß-Moden, die in ihrer allgemeinen Form beschrieben werden durch [60]

$$\begin{aligned} E_{mn}(x, y, z) = & A \frac{w_0}{w(z)} H_m \left(\sqrt{2} \frac{x}{w(z)} \right) H_n \left(\sqrt{2} \frac{y}{w(z)} \right) \\ & \times \exp(i[kz - (m+n+1)\phi(z)]) \\ & \times \exp(ik(x^2 + y^2)/2R(z)) \exp(-(x^2 + y^2)/w^2(z)), \end{aligned} \quad (7.5)$$

wobei $H_{n,m}$ die Hermite-Polynome sind. Die Parameter $R(z)$, $w(z)$ und $\phi(z)$ beschreiben den Krümmungsradius, den 1/e-Strahlradius sowie die Phase der sich

ausbreitenden Welle. Im einzelnen sind sie gegeben durch

$$R(z) = z + \frac{z_0^2}{z} \quad (7.6)$$

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + z^2/z_0^2} \quad (7.7)$$

$$\phi(z) = \tan^{-1}(z/z_0) \quad (7.8)$$

als Funktion des minimalen Strahlradius w_0 und der Rayleigh-Länge $z_0 = \pi w_0^2/\lambda$ mit $w(z_0) = \sqrt{2}w_0$.

7.1.1 ABCD-Formalismus

In einem Laserresonator sind Modifikation der Strahlparameter durch die verwendeten optischen Elemente, wie z. B. Spiegel, zu berücksichtigen. Jedem Element kann dabei eine Strahltransfermatrix der Ordnung 2, die der geometrischen Optik äquivalent ist, zugewiesen werden. So gelten für eine Driftstrecke der Länge d bzw. einen fokussierenden Spiegel oder eine Linse mit der Brennweite f die Matrizen [61]:

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \text{ bzw. } \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{pmatrix} \quad (7.9)$$

Die resultierende Strahltransfermatrix des gesamten Resonators ergibt sich aus der Multiplikation der Einzelmatrizen entlang eines kompletten Umlaufs. Für einen stabilen Resonator läßt sich zeigen, daß für die Spur der Transportmatrix

$$1 - \frac{(A + D)}{4} \geq 0 \quad (7.10)$$

gelten muß [61]. Gleichzeitig dürfen sich die Parameter der Gauß-Moden nach einem Umlauf nicht verändert haben. Mit der Definition eines komplexen Strahlparameters gemäß [60]

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} + \frac{i\lambda}{\pi w^2(z)} \quad (7.11)$$

ergibt sich das sogenannte ABCD-Gesetz für die Ausbreitung der Gauß-Moden:

$$q(z) = \frac{Aq(z) + B}{Cq(z) + D} \quad (7.12)$$

Im allgemeinen sind die Elemente der Strahltransfermatrix eine Funktion der Position z im Resonator, daher muß Gl. (7.12) für jeden Wert von z erfüllt sein. Aus der Lösung dieser Gleichung für $q(z) = q(z)$

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{D(z) - A(z)}{2B(z)} \mp \frac{i}{2B(z)} \sqrt{4 - [A(z) + D(z)]^2} \quad (7.13)$$

folgt die Bedingung

$$w^2(z) = \frac{2\lambda B(z)}{\pi} \frac{1}{\sqrt{4 - [A(z) + D(z)]^2}}, \quad (7.14)$$

aus der sich der Verlauf des Strahldurchmessers im Resonator berechnen läßt.

7.2 Erzeugung von Laserstrahlung

Die Erzeugung von Laserstrahlung erfordert in einem konventionellen Lasersystem den Aufbau einer Besetzungsinversion, z. B. in einem Kristall. Dabei führt der dort deponierte Anteil der Pumpenergie, der nicht in Energie des entstehenden Laserpulses umgewandelt wird, zu einer Anregung des Kristallgitters und damit zu einem Temperaturprofil.

7.2.1 Thermische Linse

Dieses Temperaturprofil führt durch der Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex im verwendeten Lasermedium zu einer zusätzlichen Beeinflussung der Strahlparameter. Unter der Annahme einer Zylindersymmetrie der Pump- und Kristallgeometrie ergibt sich ein radialsymmetrischer Temperaturgradient, der

durch die Wärmeleitungsgleichung

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{K_w}{c\rho} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right) \quad (7.15)$$

mit der thermischen Leitfähigkeit K_w und der spezifischen Wärmekapazität c sowie der Dichte ρ beschrieben wird. Die anfängliche Temperaturverteilung hängt von den Eigenschaften der Pumpquelle, der Pumpgeometrie sowie den Kristallparametern ab, kann aber mit der vereinfachten Annahme einer parabolischen Pumplichtverteilung genähert werden durch [62]

$$T(r, 0) = \Delta T [1 + u (r/r_0)^2] . \quad (7.16)$$

Hierbei erlaubt u eine Anpassung auf die spezielle Pumpgeometrie und der anfängliche Temperaturanstieg ΔT im Zentrum des Kristalls mit dem Radius r_0 ergibt sich aus

$$\Delta T = \frac{Q}{c\rho V (1 + u/2)} \quad (7.17)$$

mit der deponierten Wärmeenergie Q und dem Kristallvolumen V . Die zeitliche Entwicklung der Temperaturverteilung und damit der entstehenden thermischen Linse folgt aus der Lösung von Gl. (7.15) unter den beschriebenen Randbedingungen

$$\begin{aligned} \frac{T(r, t)}{\Delta T} = & 2 \sum_{n=1}^{\infty} \exp \left(-\frac{\beta_n^2 t}{\tau} \right) \frac{J_0(\beta_n r/r_0)}{(A^2 + \beta_n^2) J_0^2(\beta_n)} \\ & \times [(1 + g) \beta_n J_1(\beta_n) - 2g J_2(\beta_n)] \left[\frac{1 - \exp(-M \beta_n^2 t_p/t)}{1 - \exp(-\beta_n^2 t_p/t)} \right] \end{aligned} \quad (7.18)$$

für repetitiv gepumpte Systeme [63]. Dabei bezeichnet M die Anzahl der überlagerten Pumppulse, t_p die Zeit zwischen zwei Pumppulsen, τ die thermische Relaxationszeit und β_n ist bestimmt durch $\beta_n J_1(\beta_n) = A J_0(\beta_n)$. Der dimensionslose Parameter $A = r_0 h / K_w$ charakterisiert die Kühlung des Laserkristalls in Abhängigkeit vom Oberflächenwärmetransferkoeffizienten h . Eine Abschätzung

der Brennweite der thermischen Linse ist gegeben durch [64, 65]

$$f_{tl} = \frac{2\pi r_0^2 K_w}{P_a} \left(\frac{dn}{dT} \right)^{-1} \quad (7.19)$$

mit der vom Kristall absorbierten Leistung P_a .

7.2.2 Pumpeffizienz

Die Temperaturerhöhung ist nur ein Effekt des Energietransfers in den Kristall. Maßgeblich für das Erzielen einer stimulierten Emission ist die Erzeugung einer Besetzungsinversion. Dieses kann durch eine Vielzahl unterschiedlicher Techniken erreicht werden, z. B. in Diodenlasern direkt durch Anlegen eines elektrischen Feldes. In Blitzlampen wird durch Anlegen einer Spannung eine Gasentladung gezündet, die zu einer breitbandigen Emission von Licht führt und ebenfalls zur Erzeugung einer Besetzungsinversion, z. B. in Laserkristallen genutzt werden kann. Ein Schema einer dafür notwendigen Pumpkammer ist in Abb. 7.2 gezeigt. Die Pumpkammer weist einen elliptischen Querschnitt auf. In den Brennpunk-

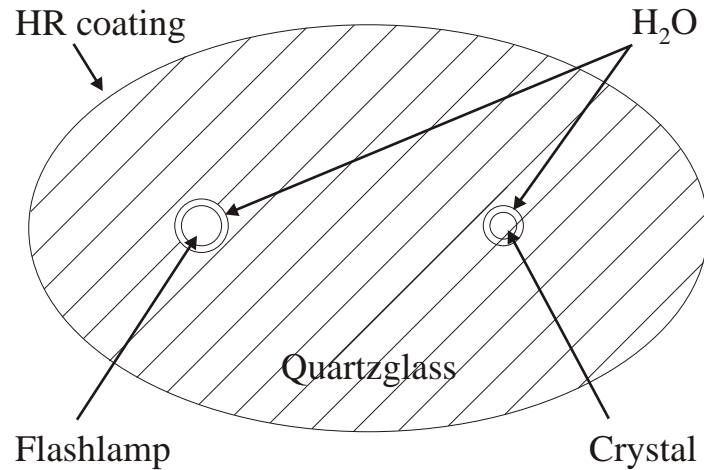


Abb. 7.2: Schnitt durch eine Pumpkammer mit einem elliptischen Querschnitt.

Die Blitzlampe (Flashlamp) und der Laserkristall (Crystal) befinden sich in den Brennpunkten der Ellipse. Durch eine hochreflektierende Beschichtung (HR coating) wird das Pumplicht in den Laserkristall fokussiert. Das umgebende Quarzglas begrenzt den zur Kühlung notwendigen Wasserfluß (H_2O) auf eine dünne Schicht.

ten der Ellipse befinden sich die Blitzlampe und der Laserkristall, die jeweils zur Kühlung von einer dünnen Wasserschicht umgeben sind. Ein hochreflektierendes Quarzglas ist zum einen für die Begrenzung des Wasserflusses, zum anderen zum Transfer des Pumplichts in den Laserkristall notwendig. Die Effizienz, mit der die elektrische Anschlußleistung P_{el} der Pumpquelle in Laserleistung umgesetzt wird, beschreibt die Verstärkungseffizienz σ_s für eine Transmission T des Auskoppelspiegels gemäß [66]

$$\sigma_s = \left(\frac{T}{T + L} \right) \eta_p \eta_T \eta_a \eta_Q \eta_S \eta_B, \quad (7.20)$$

wobei L die Verluste sind. Die Koeffizienten η parametrisieren den Energietransfer und sollen im folgenden kurz erläutert werden. Die Effizienz der Umwandlung der elektrischen Anschlußleistung in der Pumpquelle η_p mit einer spektralen Leistungsverteilung P_λ ist gegeben durch

$$\eta_p = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} d\lambda P_\lambda}{P_{el}}. \quad (7.21)$$

Anschließend erfolgt der Transfer des Pumplichts in das Lasermedium, wobei sowohl die physikalischen Eigenschaften des Kristalls als auch die Geometrie der Anordnung berücksichtigt werden muß. Mit der Reflektivität der Pumpkammerwand r_w , der Reflektivität des Kristallmantels r_c , dem Absorptionsverlust zwischen Pumpquelle und Kristall a und dem Anteil der reflektierenden Fläche an der Gesamtfläche der Pumpkammer o ergibt sich

$$\eta_{op} = r_w (1 - r_c) (1 - a) (1 - o) \quad (7.22)$$

sowie

$$\eta_T = \eta_{ge} \eta_{op}, \quad (7.23)$$

wobei η_{ge} den Bruchteil des Pumplichts beschreibt, der direkt oder nach einer Reflexion an der Kammerwand den Kristall trifft. Die absorbierte Pumpenergie P_a muß in eine Besetzungsinversion umgewandelt werden. Dazu ist das Absorptionsverhalten des Lasermediums durch

$$\eta_a = \frac{P_a}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} d\lambda P_T} \quad (7.24)$$

mit der in den Kristall transferierten Leistung P_T zu berücksichtigen. Die Anregungseffizienz des oberen Laserniveaus kann durch den sogenannten Stokes-Faktor

$$\eta_S = \frac{h\nu_L}{h\nu_P}, \quad (7.25)$$

also dem Verhältnis aus der Energie eines Laserphotons zur mittleren Energie eines Pumpphotons, und den relativen Anteil der Pumpphotonen, die zur Besetzung des oberen Laserniveaus beitragen, an der Gesamtzahl der Pumpphotonen η_Q beschrieben werden. Schließlich ist die Extraktionseffizienz, d.h. der Anteil der Energie im oberen Laserniveau, der in Energie des entstehenden Laserpulses umgewandelt wird, gegeben durch

$$\eta_B = \frac{\int g(r) I_B(r) 2\pi r dr}{\int I_B^2(r) 2\pi r dr}. \quad (7.26)$$

Dabei ist $I_B(r)$ die radiale Intensitätsverteilung des Laserstrahls, die bestimmt ist durch die Geometrie des Resonators, und $g(r)$ das radiale Verstärkungsprofil, welches sich aus der Verteilung der Besetzungsinversion im Kristall ergibt.

7.2.3 Verstärkung

Der aus der Besetzungsinversion resultierende Verstärkungsfaktor G eines Laserpulses während eines kompletten Resonatorumlaufs folgt dem Exponentialgesetz

$$G = R_1 R_2 \exp(2(g - \alpha)l) \quad (7.27)$$

mit den Reflektivitäten der Endspiegel R_1 und R_2 , der Länge des Lasermediums l , den passiven Verlusten α und dem Verstärkungskoeffizienten g . Dabei kann der generelle Verlauf der Verstärkung in zwei Bereiche eingeteilt werden. Für geringe Photonenzahlen ist die Reduzierung der Besetzungsinversion vernachlässigbar, in diesem Falle wird von der Kleinsignalverstärkung gesprochen. Für einen 4-Niveau-Laser mit den energetisch ansteigenden Niveaus 0 – 3 und einer stimulierten

Emission von 2 nach 1 ist der entsprechende Verstärkungskoeffizient g_0 gegeben durch [66]

$$g_0 = \sigma_{21} n_{ges} \frac{W_p \tau_f - g_2/g_1}{W_p \tau_f + 1}, \quad (7.28)$$

wobei σ_{21} den Wirkungsquerschnitt für die stimulierte Emission, n_{ges} die Anzahl der Absorptionszentren, τ_f die Fluoreszenzlebensdauer des oberen Laserniveaus und g_1 bzw. g_2 die Entartungsgrade des unteren respektive oberen Laserniveaus bezeichnet. Die Pumprate W_p ergibt sich aus der Anregungsrate W_{03} und den Relaxationszeiten für strahlungslose Übergänge τ_{ij} gemäß

$$W_p = W_{03} \left(1 + \frac{\tau_{32}}{\tau_{31}} + \frac{\tau_{32}}{\tau_{30}} \right)^{-1}. \quad (7.29)$$

Der zunehmende Einfluß des Laserpulses auf die Besetzungsinversion führt zu einer Sättigung der Verstärkung. In diesem Fall ist der Verstärkungsfaktor gegeben durch [66]

$$g = g_0 \left(1 + \frac{(1 + g_2/g_1) c \sigma_{21} \phi}{W_p + \tau_f^{-1}} \right)^{-1}. \quad (7.30)$$

Das Photonenfeld ϕ führt also zu einer Reduktion von G , bis im Falle einer konstanten Pumprate ein Gleichgewichtszustand zwischen der Konversion des Pumplichts in das obere Laserniveau und der stimulierten Emission erreicht ist.

7.2.4 Relaxationsschwingungen

Die bisherigen Betrachtungen basieren auf der Annahme, daß eine Besetzungsinversion oberhalb eines Schwellenwertes instantan zur Erzeugung von Photonen führt. Für Systeme, in denen die Pumpraten sehr hoch sind, kann bei schwachen Photonenfeldern eine wesentlich höhere Inversion aufgebaut werden. Diese wiederum resultiert in einer großen Verstärkung und einer damit verbundenen rapiden Relaxation der Inversion, wodurch im folgenden der Laserprozeß unterdrückt wird, es kommt also zur Emission einer relativ kurzen Intensitätsspitze. Gleichzeitig wird aber durch das Pumpen die Besetzungsinversion wieder aufgebaut,

der Zyklus wiederholt sich. Der entstehende Laserpuls ist damit geprägt von Intensitätsfluktuationen, den Relaxationsschwingungen, deren Amplitude und Wiederholfrequenz bestimmt sind durch die Eigenschaften der Pumpquelle und des verwendeten Lasermediums.

7.3 Parametrische Prozesse

Durchläuft ein Laserpuls einen Kristall, dessen Suszeptibilität nichtlinear ist, kann wie z. B. im Fall der Frequenzverdopplung eine Konversion der Energie in Photonen mit einer anderen Wellenlänge erfolgen. Auch die kollineare Einkopplung mehrerer Laserpulse mit unterschiedlichen Wellenlängen ermöglicht die Wechselwirkung dieser Pulse untereinander. Diese Prozesse werden als parametrisch bezeichnet.

7.3.1 Verstärkung

Die Wechselwirkung zweier Laserpulse mit unterschiedlicher Wellenlänge und Intensität in einem nichtlinearen Medium führt unter geeigneten Bedingungen zu einer Verstärkung des schwächeren Pulses. Diese in Abb. 7.3 skizzierte Situation wird als Differenzfrequenz-Erzeugung oder auch als optisch parametrische Verstärkung (Optical Parametric Amplification, OPA) bezeichnet. Dabei wird zunächst durch ein Photon des Pumpulses mit der Frequenz ω_1 ein virtuel-

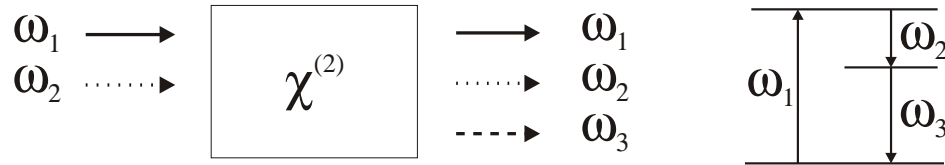


Abb. 7.3: Wechselwirkung zweier optischer Felder in einem Medium mit einer nichtlinearen Suszeptibilität $\chi^{(2)}$. Dabei stellt ω_1 die Frequenz des Pump lasers dar, ω_2 repräsentiert das zu verstärkende und ω_3 das zusätzlich erzeugte Feld.

les Energieniveau angeregt. Ausgelöst vom Puls mit der Frequenz ω_2 kommt es zur stimulierten Emission eines Photons und damit zu einer Verstärkung. Die Energieerhaltung erfordert die Emission eines weiteren Photons mit der Energie $\omega_3 = \omega_1 - \omega_2$.

Die parametrische Verstärkung kann auch als Umkehrprozeß der Summenfrequenz-Erzeugung verstanden werden, deren Spezialfall die Frequenzverdopplung ist. Die aus der mathematischen Betrachtung dieses Prozesses resultierenden Differential-Gleichungen sind unter der Annahme, daß die Energieabgabe des Pumpulses gering ist, gegeben durch [39]

$$\frac{dA_2}{dz} = \frac{8\pi i \omega_2^2 d_{eff}}{k_2 c^2} A_1 A_3^* e^{i\Delta k z} \quad (7.31)$$

$$\frac{dA_3}{dz} = \frac{8\pi i \omega_3^2 d_{eff}}{k_3 c^2} A_1 A_2^* e^{i\Delta k z} \quad (7.32)$$

mit den Amplituden $A_{1,2,3}$, den Wellenvektoren $k_{1,2}$ und der Differenz der Wellenvektoren $\Delta k = k_1 - k_2 - k_3$. Analog zu den Ausführungen in Kap. 2 muß eine Anpassung der Phasengeschwindigkeiten der einzelnen Wellen durch geeignete Wahl der Einfallsrichtungen relativ zur optischen Achse sowie der Polarisations-ebenen erfolgen, die damit gleichzeitig die Durchstimmbarkeit in der Wellenlänge in Bezug auf den zu verstärkenden Puls erlaubt. Die Lösung der gekoppelten Differentialgleichungen wird für den Fall $A_3(0) = 0$, $A_2(0)$ beliebig und $\Delta k \neq 0$ beschrieben durch [39]

$$A_1(z) = \left[\frac{\kappa_1}{g_{OPA}} A_2^*(0) \sinh g_{OPA} z \right] e^{i\Delta k z/2} \quad (7.33)$$

$$A_1(z) = \left[A_2(0) \left(\cosh g_{OPA} z - \frac{i\Delta k}{2g_{OPA}} \sinh g_{OPA} z \right) \right] e^{i\Delta k z/2}. \quad (7.34)$$

Dabei ist der Verstärkungsfaktor g_{OPA} bestimmt durch

$$g_{OPA} = \left[\kappa_1 \kappa_2^* - \left(\frac{\Delta k}{2} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (7.35)$$

mit den Kopplungsparametern

$$\kappa_j = \frac{8\pi i \omega_j^2 d_{eff} A_1}{k_j c^2}. \quad (7.36)$$

Dieser Lösung ist zu entnehmen, daß sowohl für den zu verstärkenden als auch für den zusätzlich erzeugten Laserpuls ein monotonen Wachstum der Intensität erfolgt.

7.3.2 Oszillation

Die Gln. (7.33) und (7.34) gelten auch für die optisch parametrische Oszillation (OPO), bei der, wie in Abb. 7.4 a gezeigt, nur der Pumpuls in das nichtlineare Medium eintritt. Da in diesem Fall die entstehenden Laserfelder zunächst durch spontane Emission erzeugt werden müssen, sind wesentlich größere Längen des nichtlinearen Mediums erforderlich. Eine Alternative dazu ist, wie in Abb. 7.4 b

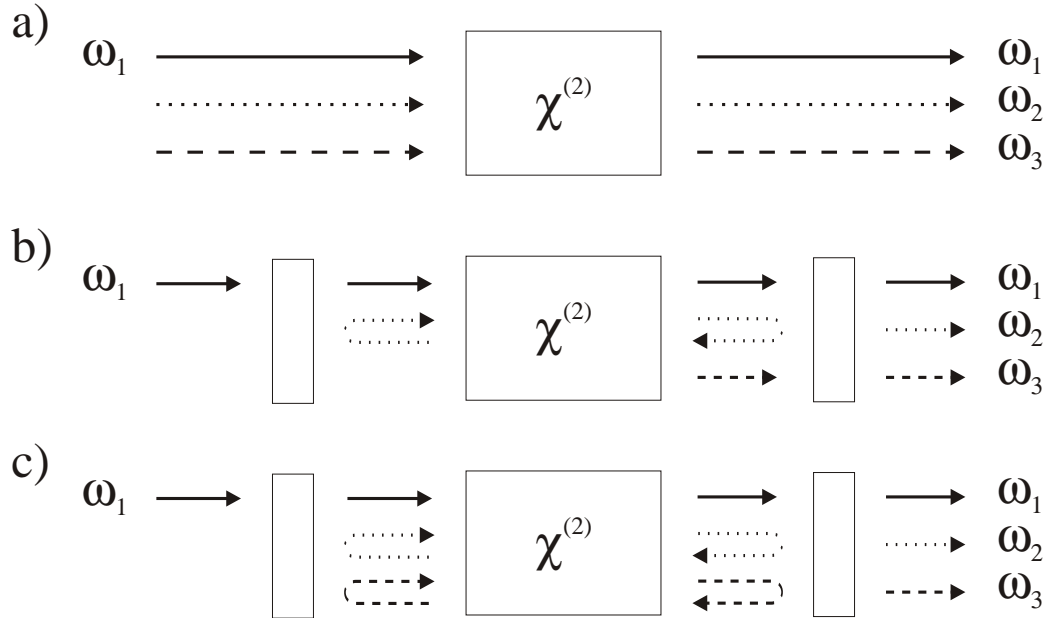


Abb. 7.4: Erzeugung zweier optischer Felder aus einem Pumplaserfeld der Frequenz ω_1 . Teilbild a: nichtresonanter optisch parametrischer Oszillator (travelling wave oscillator), Teilbild b: einfach resonanter OPO, Teilbild c: doppelt resonanter OPO. In Teilbild b und c sind zusätzlich Spiegel eingesetzt.

bzw. c gezeigt, der Einsatz von teilreflektierenden Spiegeln für eine bzw. beide entstehenden Wellen, dieses wird als einfach resonanter OPO (single resonant OPO, SRO) bzw. doppelt resonanter OPO (double resonant OPO, DRO) bezeichnet.

Der Wellenlängenbereich, der mit optisch parametrischen Oszillatoren erschlossen werden kann, ist analog der parametrischen Verstärkung bestimmt durch die Pumpwellenlänge sowie durch die Erfüllung der Phasenanpassungsbedingung für die drei wechselwirkenden Laserfelder. Damit bietet sich die Möglichkeit, durch die Verwendung eines geeigneten Kristalls für die parametrische Verstärkung auch einen OPO zu betreiben, dessen Emission im Wellenlängenbereich des IR-FELs liegt.

8 Auslegung des Lasersystems

In diesem Kapitel wird, basierend auf der Grundlage der Erläuterungen des letzten Kapitels, die Auslegung des Lasersystems zur Verstärkung der FEL-Pulse beschrieben. Dabei steht zunächst die Spezifikation der Anforderungen und die daraus resultierende Wahl des Lasermediums im Mittelpunkt. Anschließend werden die Resonatorparameter erläutert, anhand derer die Verstärkungseffizienz optimiert wurde.

8.1 Anforderungen

Die Anforderungen an das Systems ergaben sich zum einen aus den im Rahmen einer Kooperation mit der Universität Heidelberg durchgeführten Experimente zur Ablation von biologischem Gewebe, zum anderen aus ersten Experimenten zur Diamant-Beschichtung [25, 26]. Die für beide Experimente notwendige Erzeugung eines Plasmas erfordert

- eine Erhöhung der FEL-Pulsenergie von 100 nJ auf Werte größer 10 μ J.
- eine Pulsdauer < 10 ps.
- einen nutzbaren Wellenlängenbereich 3 – 10 μ m.

Die notwendige Verstärkung der Energie des FEL-Pulses um mindestens zwei Größenordnungen in einem so großen Wellenlängenbereich ist nur mittels parametrischer Prozesse in einem nichtlinearen Kristall möglich. Die Effizienz dieser Prozesse skaliert mit der Intensität des Pumpimpulses, der als Energiereservoir genutzt wird. Daher muß das verwendete Lasersystem in der Lage sein, eine genügend hohe Pulsenergie bei kurzen Pulsdauern zu erzeugen. Die Verwendung eines diodengepumpten Nd:YAG-Oszillators in Kombination mit einem ebenfalls diodengepumpten Nd:YAG-Verstärker mit Pulsdauern um 30 ps und Pulsenergien im Bereich einiger mJ bei einer Emissionswellenlänge von 1.064 μ m konnte

aus Kostengründen nicht realisiert werden. Sowohl um vergleichende Experimente zur Gewebeablation durchführen als auch direkt einen OPO mit Wellenlängen im Bereich des IR-FEL betreiben zu können, wurde deshalb als Lasermaterial Er:YAG ($\text{Er:Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$) mit einer Emissionswellenlänge von $2.94 \mu\text{m}$ nahe einer der stärksten Wasserabsorptionslinien bei $3 \mu\text{m}$ ausgewählt. Auch für einen Laser basierend auf Er:YAG war aus Kostengründen der Einsatz eines kommerziellen Systems nicht möglich.

8.2 Er:YAG als Lasermaterial

Die Verwendung von Er:YAG als Lasermaterial erforderte eine genauere Betrachtung der Erzielung einer Besetzungsinversion, da die Lebensdauer des oberen Laserniveaus im Bereich von etwa $100 \mu\text{s}$ deutlich geringer ist als die des unteren Laserniveaus mit 2 bis 4 ms. Aus diesem Grund ist der Laserprozeß in Er:YAG selbst-terminierend [67]. Gleichzeitig begrenzt dieses die Effizienz der Umwandlung von Pumpenergie in Laserenergie. Eine Steigerung der Effizienz ist möglich, wenn der Dotierungsgrad der Er^{3+} -Ionen im Bereich von 30 – 80 % gewählt wird. Untersuchungen zeigten [68], daß mit zunehmender Dotierung die Lebensdauer des unteren Laserniveaus stärker abnimmt als die des oberen. Dieses ist auf den wachsenden Einfluß von Konversionsprozessen zurückzuführen [69–71], die zusammen mit den Anregungen durch eine breitbandige Pumplichtquelle und den wesentlichen strahlenden und Multiphonon-Übergängen in Abb. 8.1 gezeigt sind.

Die Kreuz-Relaxationsprozesse ${}^4\text{I}_{13/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{15/2}$, ${}^4\text{I}_{13/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{9/2}$ mit einem schnellen Zerfall in ${}^4\text{I}_{11/2}$ und ${}^4\text{I}_{11/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{15/2}$, ${}^4\text{I}_{11/2} \rightarrow {}^4\text{S}_{3/2}$ führen insgesamt zu einer Erhöhung der Besetzungsinversion. Die Beschreibung dieser Besetzungsinversion als Funktion der Pumpquellenparameter und der Zeit war nicht mehr im Rahmen der Modellannahme eines einfachen 4-Niveau-Lasers möglich, die Berücksichtigung aller beteiligten Niveaus resultierte in sechs Ratengleichungen für die Niveaus ${}^4\text{I}_{15/2}$, ${}^4\text{I}_{13/2}$, ${}^4\text{I}_{11/2}$, ${}^4\text{I}_{9/2}$, ${}^4\text{F}_{9/2}$ und ${}^4\text{S}_{3/2}$, wobei in der Besetzungszahl ${}^4\text{S}_{3/2}$ auch die energetisch höheren Niveaus eingeschlossen wurden. Gekoppelt an diese Ratengleichungen war die zeitliche Entwicklung des Laserfeldes, die durch

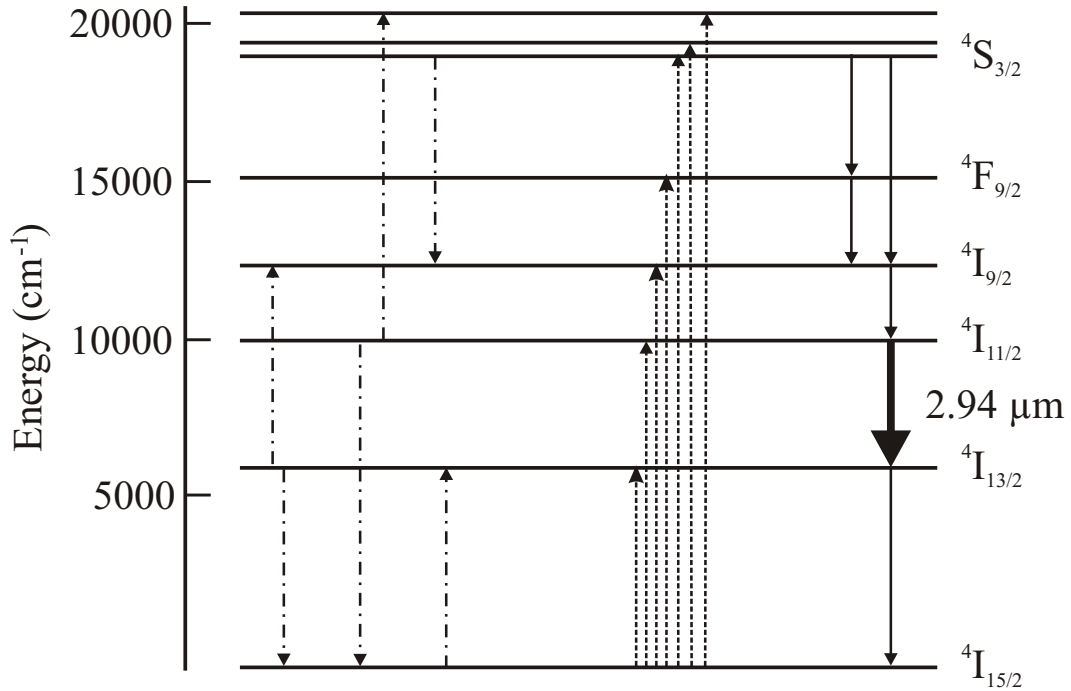


Abb. 8.1: Termschema der Er^{3+} -Ionen in Er:YAG. Gezeigt sind Konversionsprozesse (strich-punktiert), deren Ursache die Wechselwirkung zwischen Er^{3+} -Ionen sind, die breitbande Anregung der am Laserprozeß beteiligten Niveaus durch das Pumplicht (gestrichelt) und die strahlungslosen bzw. strahlenden Übergänge (durchgezogen) mit dem Laserübergang ${}^4\text{I}_{11/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{13/2}$. Im Niveau ${}^4\text{S}_{3/2}$ sind zur Vereinfachung mehrere einzelne Niveaus zusammengefaßt, zwischen denen die Relaxation im Bereich weniger ns erfolgt.

eine weitere Differentialgleichung beschrieben wurde. Die Ratengleichungen und das auf der Methode der finiten Elemente basierende Programm zur Simulation der Energietransferprozesse, mittels dessen auf die Verteilung der Besetzungsinversion und damit das Verstärkungsprofil innerhalb des Kristalls geschlossen werden konnte, sind in Anh. A dargestellt.

8.3 Effizienz des Pumpprozesses

Die Effizienz, mit der die Pumpenergie zunächst in eine Besetzungsinversion und daraus in die Energie des Laserpulses transferiert wird, konnte aus Gl. (7.20)

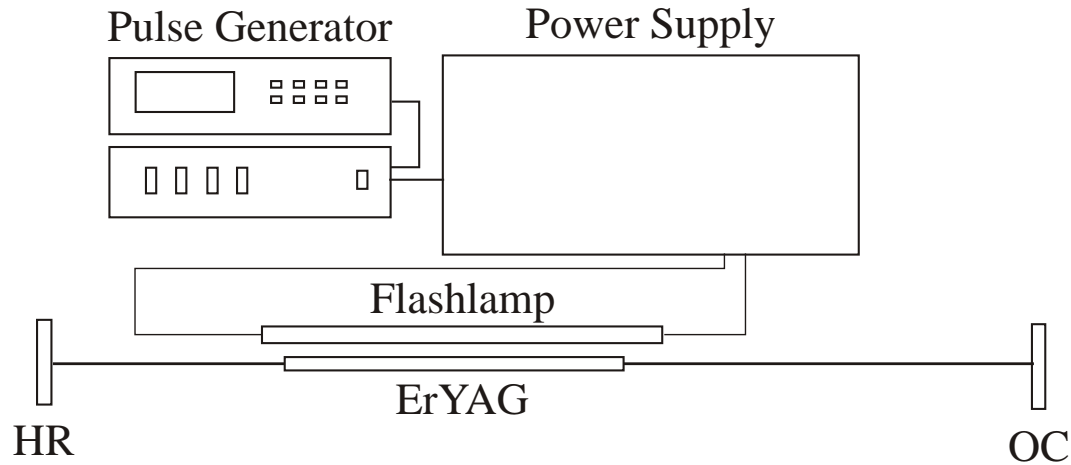


Abb. 8.2: Schematische Darstellung des Er:YAG-Lasers bestehend aus einer Blitzlampe, dem Er:YAG-Kristall, einem hochreflektierenden Spiegel (HR) und einem Auskoppelspiegel (OC). Zur Vereinfachung sind die Pumpkammer und der ausgekoppelte Laserstrahl nicht gezeigt.

berechnet werden. In Abb. 8.2 ist das Schema eines Blitzlampen-gepumpten Er:YAG-Lasers mit zwei Endspiegeln dargestellt. Zur Optimierung der Effizienz dieses Systems war es erforderlich, die Beiträge der einzelnen Faktoren zu bestimmen. Zunächst zu berücksichtigen waren die Parameter der Pumplichtquelle. Das verwendete Netzteil (Komlas) stellte eine mittlere elektrische Leistung von 300 W zur Verfügung, die in Kondensatoren gespeichert wurde. Die gepulste Entladung lieferte für einen Einzelpuls Spannungen bis 800 V, Ströme bis 800 A und Pulsdauern bis 250 μs , die in einer Blitzlampe (QXF-18, Perkin Elmer) in Pumplicht konvertiert wurden. Das resultierende Emissionsspektrum ist in Abb. 8.3 gezeigt.

Die Effizienz der Blitzlampe wäre nur aus kalorimetrischen Messungen zu ermitteln, die im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt werden konnten. Daher mußte ein Wert [64] von $\eta_P = 0.25 \pm 0.1$ angenommen werden. Aus dem Emissionsspektrum der Blitzlampe ergab sich weiterhin ein Wert des Stokes-Faktors, der das Verhältnis der mittleren Energie eines Pump-Photons zur Energie eines Laserphotons beschreibt, von $\eta_S = 0.23 \pm 0.02$. Das erzeugte Pumplicht war anschließend in den Laserkristall zu transferieren. Die aus Quarzglas bestehende Pumpkammer mit elliptischem Querschnitt und einer hochreflektierenden Außenwand führt mit den Halbachsen 6.5 bzw. 10 mm, einer Exzentrizität von 0.4 und zwei Bohrungen für den Laserkristall und die Blitzlampe zu einem Geome-

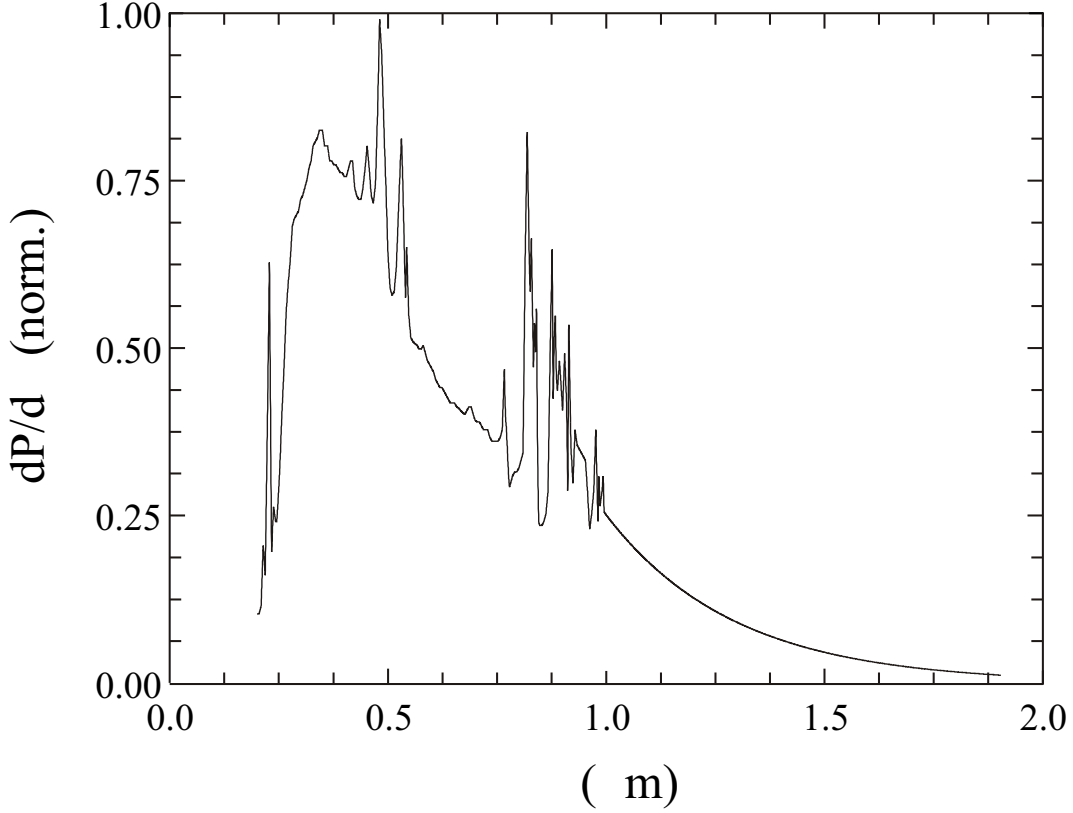


Abb. 8.3: Emissionsspektrum der eingesetzten Blitzlampe QXF-18.

triefaktor von $\eta_{ge} = 0.56 \pm 0.02$. Weiterhin mußte das Pumplicht das Pumpkammermaterial, das Kühlmittel sowie die Laserkristalloberfläche passieren. Die Transmission des verwendeten Europium-dotierten Quarzglas ist in Abb. 8.4 dargestellt. Deutlich ist die Absorption des Pumplichts im Bereich bis 400 nm und die Re-Emission im Bereich um 500 nm zu sehen, für den übrigen Wellenlängenbereich war der Einfluß der Europium-Dotierung vernachlässigbar. Der Mantel des Laserkristalls wurde zur Erhöhung der Transmission nicht poliert [73], was insgesamt in einem Oberflächenfaktor von $\eta_{op} = 0.98 \pm 0.02$ ergab. Dabei wurde für die Reflektivität der Pumpkammerwand $r_w = 1$ angenommen. Aus dem Produkt von Geometrie- und Oberflächenfaktor resultiert ein Transferkoeffizient von $\eta_T = 0.55 \pm 0.02$.

Im Verlauf der experimentellen Untersuchung der Ausgangsparameter des Lasersystems, die in Kap. 9.3 beschrieben wird, zeigte sich, daß die Europium-Dotierung die Verstärkungseffizienz begrenzte, deshalb wurden weitere Experimente mit einem undotierten Quarzglas als Pumpkammermaterial durchgeführt.

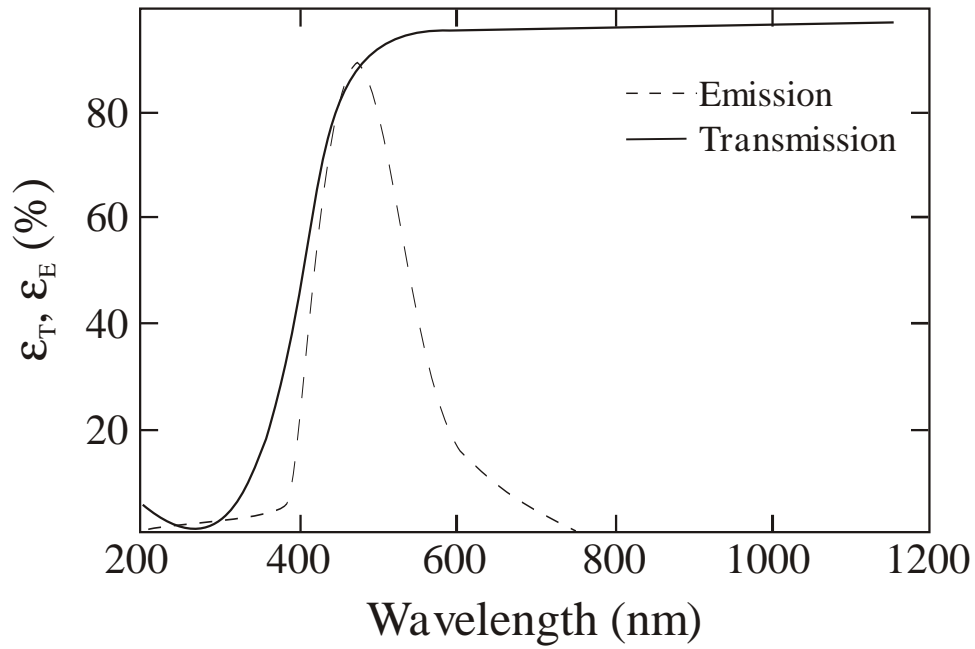


Abb. 8.4: Transmissions- und Emissionskoeffizient ϵ_T bzw. ϵ_P für die Europium-dotierte Quarzglas Pumpkammer.

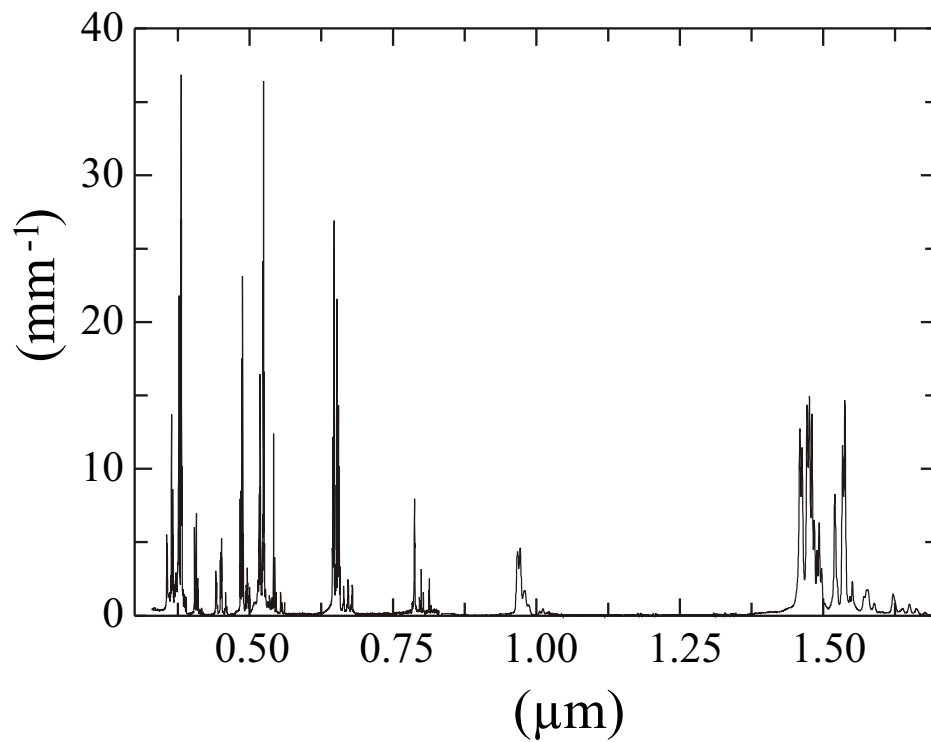


Abb. 8.5: Absorptionskoeffizient von Er:YAG [72] mit einem Dotierungsgrad von 50 %.

Um die erreichbare Effizienz des Lasersystems zu bestimmen, war weiterhin die Absorption von Er:YAG im Wellenlängenbereich des Pumplichts zu berücksichtigen. Der Absorptionskoeffizient für Er:YAG mit einem Dotierungsgrad von 50 % ist in Abb. 8.5 dargestellt [72]. Dabei ergab sich aus der der spektralen Verteilung des Pumplichts und dem Absorptionskoeffizienten ein Anteil der absorbierten Energie von $\eta_a = 0.69 \pm 0.05$.

Die bisher beschriebenen Parameter waren durch die verwendeten Materialien festgelegt und mit Ausnahme der Wahl des Pumpkammermaterials nur in begrenztem Ausmaß zu variieren. Zur Optimierung des Verstärkungsprofils war daher der Überlapp zwischen dem im Kristall erzeugten radialen Besetzungsinversionsprofil und dem transversalen Modenprofil des erzeugten Laserpulses zu maximieren.

8.4 Konfiguration des Resonators

Zur Optimierung der Energieextraktion mußte der Strahlradius im Kristall dem radialen Verstärkungsprofil angepaßt werden. Die sich aus einer Simulation des Pumpprozesses ergebende Besetzungsinversion als Funktion der radialen Koordinate r im Laserkristall ist in Abb. 8.6 gezeigt. Der Abbildung ist zu entnehmen, daß die Besetzungsinversion im Kristall nahezu unabhängig von r war, d. h. der Strahlradius war so groß wie möglich zu wählen. Dabei war allerdings zu berücksichtigen, daß mit zunehmendem Strahlradius die Beugungsverluste am Laserkristall ansteigen [66], wenn der Radius des TEM₀₀-Modes größer ist als 800 μm .

Gleichzeitig führte die im Er:YAG-Kristall während der Anregung deponierte Wärme zu einer radialsymmetrischen Temperaturverteilung und damit zu einem Brechungsindexgradienten. Die Brennweite dieser thermische Linse konnte bestimmt werden aus dem im Kristall in Wärme umgewandelten Anteil des Pumplichts, dem geringen Wärmeleitungskoeffizienten von $5.5 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$, durch den Kristalldurchmesser und den Eigenschaften des Kühlmittels. Die Kühlung des Kristalls mit 4 mm Durchmesser durch Wasser führte bei einer Durchflußrate von $200 \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$ und einer Schichtdicke von 1 mm, einer Temperatur von 293 K, sowie einer elektrischen Energie des Pumpimpulses von 20 J zu einer thermischen Linse, deren Brennweite gemäß Gl. (7.19) $f_{tl} = 2.7 \text{ m}$ beträgt.

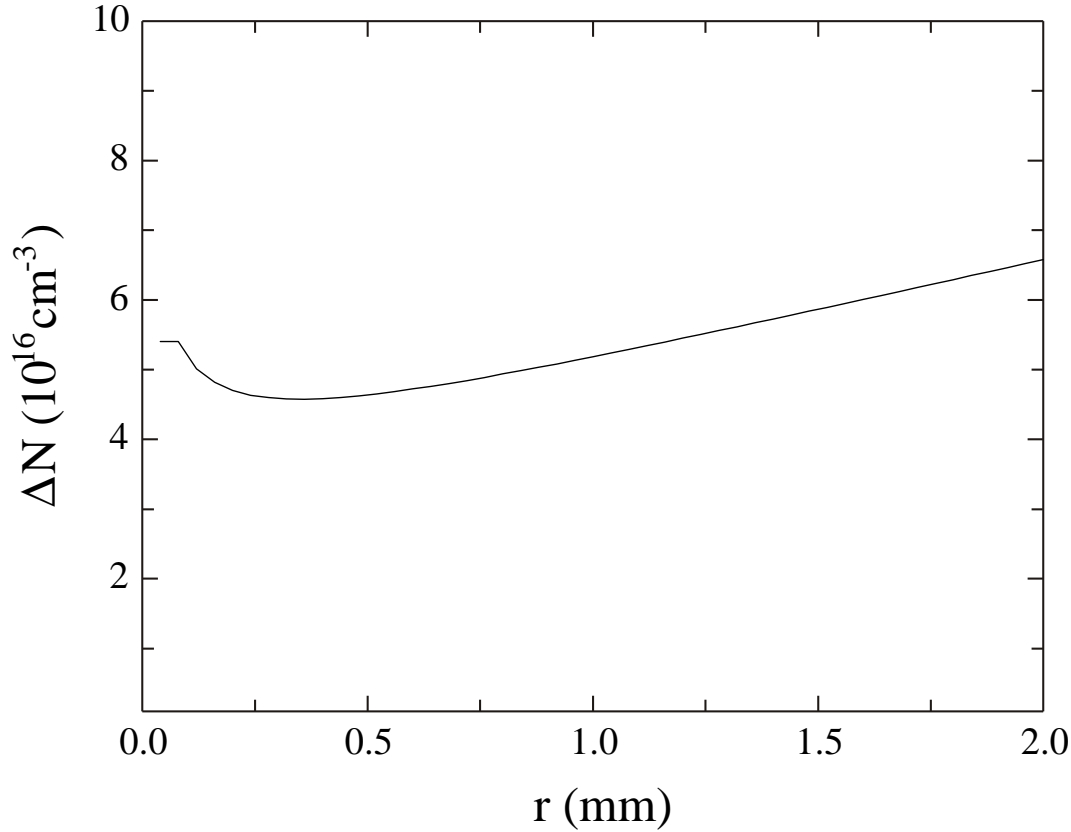


Abb. 8.6: Simulation der Besetzungsinversion ΔN als Funktion der radialen Koordinate r . Der Mantel des Er:YAG-Kristalls befindet sich bei $r = 2$ mm.

8.4.1 Stabilität

Mit einer Länge des Laserkristalls von 10.16 cm und Endflächen mit einer Brennweite von $f_{ef} = 1$ m konnte die Stabilität und der Verlauf des Strahldurchmessers in einem 2-Spiegel-Resonator berechnet werden. Ziel dabei war es, die Länge des Resonators zu minimieren, um die passiven Verluste, auf die im nächsten Abschnitt eingegangen wird, so gering wie möglich zu halten. Der in der nächsten Ausbaustufe des Lasers notwendige Einsatz weiterer Elemente erforderte einen minimalen Abstand des Auskoppelspiegels vom Laserkristall von 0.25 m, der Abstand des Hochreflektors zum Laserkristall wurde zu 0.18 m fest gewählt.

In Abb. 8.7 ist das mit Gl. (7.10) berechnete Stabilitätskriterium für den Resonator mit zwei planen Endspiegeln gezeigt. Es ergibt sich, daß der Resonator unempfindlich gegenüber dem Abstand des Auskoppelspiegels bis zu 0.5 m ist. Aus praktischen Gründen wurde der Abstand 0.28 etwas größer als der minimal

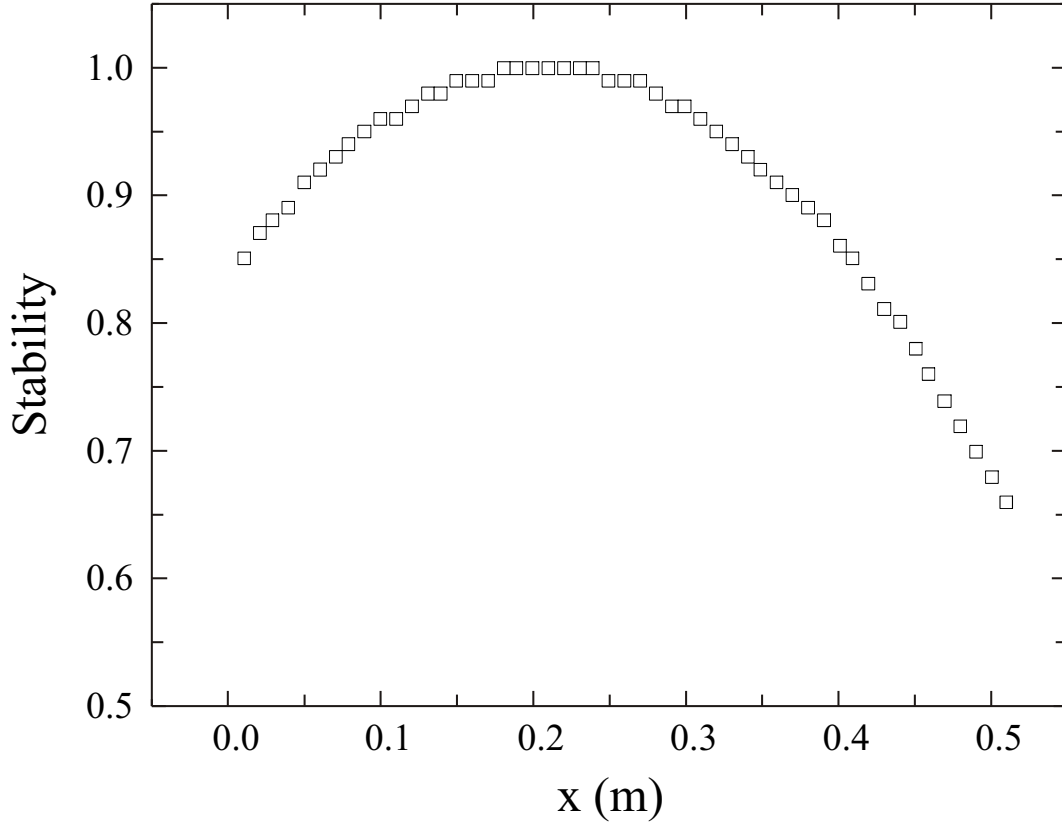


Abb. 8.7: Berechnung des Stabilitätskriteriums aus Gl. (7.10) für einen Resonator aus zwei Planspiegeln, einem Laserkristall mit gekrümmten Endflächen und einer thermischen Linse von $f_{tl} = 2.7$ m. Die gewählte Konfiguration ist stabil für einen Abstand des Auskoppelspiegels vom Laserkristall bis zu 0.5 m.

erforderliche Abstand gewählt. Der mit den ABCD-Matrizen berechnete Strahldurchmesser ist in Abb. 8.8 dargestellt. Es zeigte sich eine sehr gute Anpassung auf den erforderlichen Strahlradius von $800 \mu\text{m}$ und eine sehr kleine Variation des Strahldurchmessers im gesamten Resonator, die zu einem ausgekoppelten Laserpuls mit geringer Divergenz führte. Gleichzeitig war der Strahldurchmesser unempfindlich gegenüber Variationen der thermischen Linse. Simulationen ergaben, daß Änderungen der thermischen Linse um einen Faktor 2 zu Unterschieden im Strahldurchmesser von maximal 4 % führten.

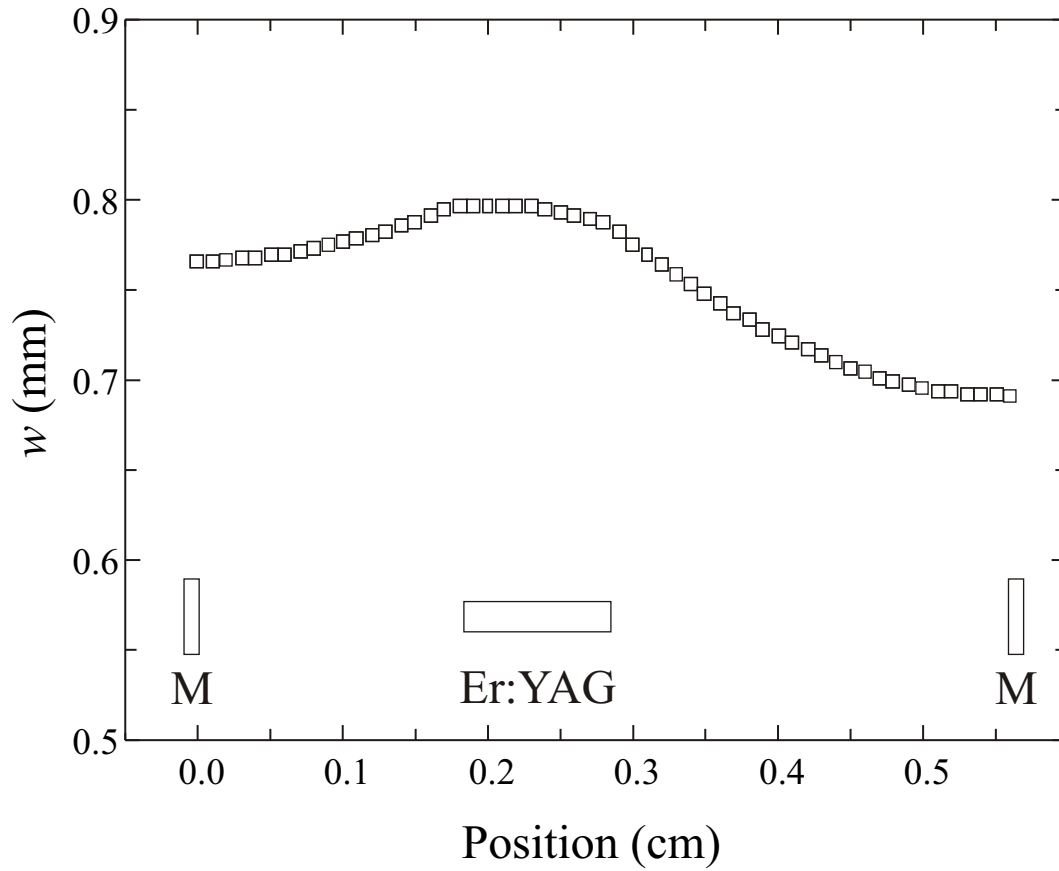


Abb. 8.8: Aus Gl. (7.14) berechneter Strahlradius in Abhängigkeit von der Position im Resonator. Spiegel und Kristall sind im unteren Teil der Abbildung schematisch dargestellt.

8.4.2 Passive Verluste

Auf der Basis des so berechneten Strahlradius konnten die passiven Verluste, also die resonatorinternen Verluste zusätzlich zur Auskopplung, abgeschätzt werden. Dabei waren vor allem Beugungsverluste und die Verluste durch die Absorption durch Wassermoleküle zu berücksichtigen. Hinzu kamen Verluste an den Endflächen des Laserkristalls und an einem der beiden Endspiegel, da der zweite als Auskoppelspiegel genutzt wurde. Die Beugungsverluste an den beiden Spiegeln waren bei deren Durchmesser von 25 mm vernachlässigbar. Der Laserkristall mit einem Durchmesser von 4 mm konnte als Apertur für den Laserstrahl aufgefaßt werden, die Verluste waren aber sowohl für den TEM_{00} -Mode als auch für höhere Moden gering [66]. Die Endflächen des Laserkristalls waren für eine Wellenlänge von $2.94 \mu\text{m}$ mit einer Antireflexbeschichtung versehen, so daß auch hier nur

geringe Verluste zu erwarten waren. Die Berücksichtigung der Transmission des Endspiegels ließ passive Verluste von etwa 2 % realistisch erscheinen. Zusätzlich verursachte die Absorption durch Wassermoleküle [57,74] Verluste von etwa 5 %

8.4.3 Optimaler Auskoppelgrad

Aus den bisher betrachteten Einflußfaktoren konnte die optimale Transmission des Auskoppelspiegels berechnet werden. Die Verstärkungseffizienz σ_s , die ausgekoppelte Leistung P_{out} und die im Resonator gespeicherte Intensität I_{circ} waren dabei gegeben durch [66]

$$\sigma_s = \left(\frac{T}{T+L} \right) \prod \eta_i \quad (8.1)$$

$$P_{out} = \sigma_s P_{el} - \frac{I_s A T}{2} \quad (8.2)$$

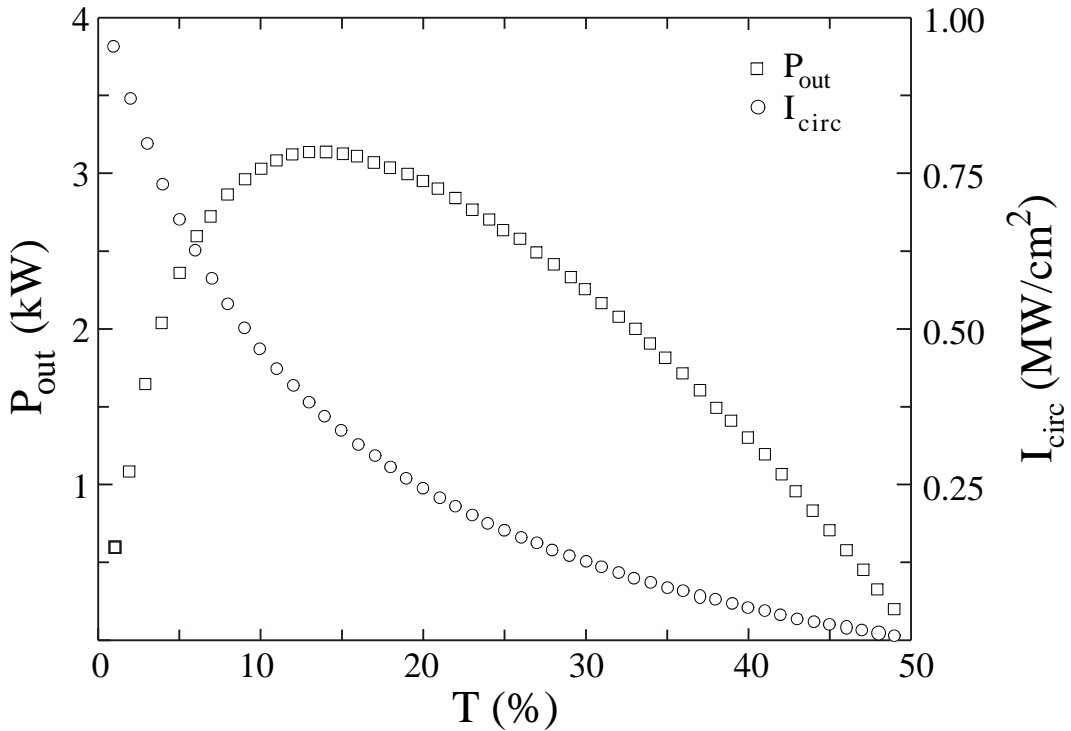


Abb. 8.9: Berechnung der ausgekoppelten Leistung P_{out} und der resonatorinternen Intensität I_{circ} als Funktion der Transmission T des Auskoppelspiegels

$$I_{circ} = \frac{P_{out}}{AT} \quad (8.3)$$

mit der Transmission des Auskoppelspiegels T , den passiven Verlusten L , dem Sättigungsfluß $I_s = h\nu/\sigma_{21}t_f$ und der Fläche des Laserkristalls A . Das Produkt der η_i war aus allen Effizienzen zu bilden, es ergab sich ein Wert von $\prod \eta_i = (2.3 \pm 1.1) \cdot 10^{-2}$.

Die Berechnung dieser Werte mit den in diesem Kapitel beschriebenen Parametern ist in Abb. 8.9 dargestellt. Es ergab sich eine optimale Transmission des Auskoppelspiegels von 12.5 % bei einer resonatorinternen Intensität an der Stelle des Auskoppelspiegels von 420 kW/cm² und damit die Möglichkeit, bei den gegebenen Parametern der Pumpquelle eine Leistung von etwa 3 kW bei einer Verstärkungseffizienz von $\sigma_s = (1.3 \pm 0.5) \cdot 10^{-2}$ zu extrahieren.

9 Ergebnisse

Zur Realisierung des gesamten Systems zur Verstärkung einzelner FEL-Mikropulse war zunächst der Er:YAG-Laser in seinen physikalischen Eigenschaften experimentell zu untersuchen und zu optimieren, um eine möglichst hohe Pulsenergie zu erreichen. Anhand der Eigenschaften des ausgekoppelten Laserlichtes wurde dabei insbesondere der Einfluß zweier Pumpkammermaterialien aus Europium- bzw. undotiertem Quarzglas bestimmt. Abschließend werden die Ergebnisse der Simulation der parametrischen Verstärkung und Oszillation dargestellt.

9.1 Durchführung der Messungen

Der experimentelle Aufbau, mit dem die Messungen durchgeführt wurden, ist in Abb. 9.1 gezeigt. Der Blitzlampen-gepumpte Er:YAG-Kristall befand sich da-

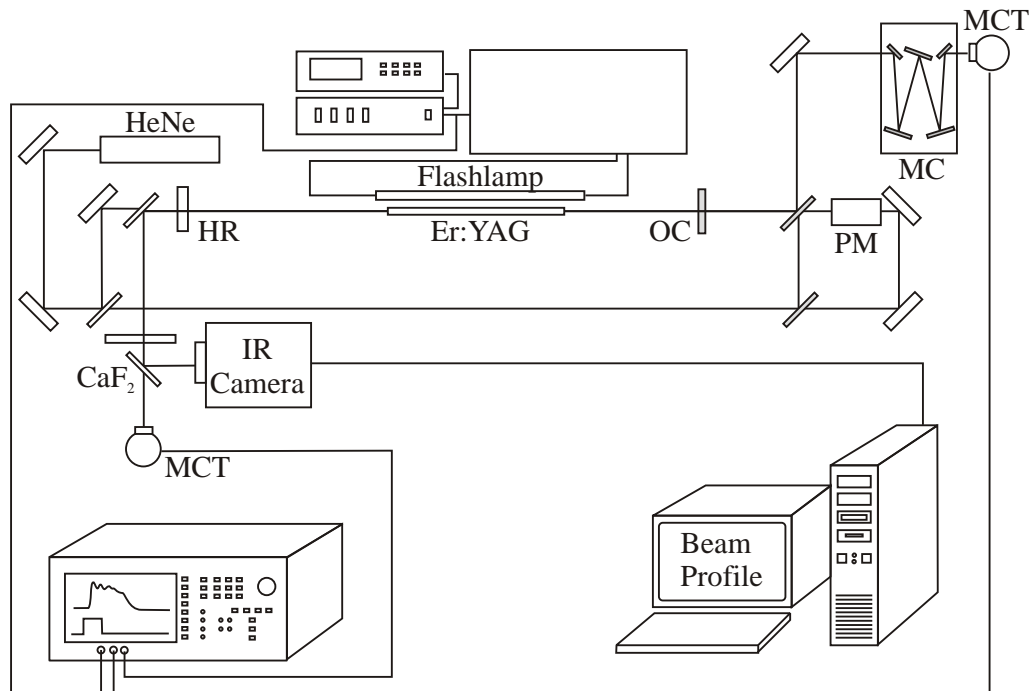


Abb. 9.1: Schema des experimentellen Aufbaus zur Bestimmung der Eigenschaften des Er:YAG-Lasers (vgl. Abb. 8.2). Gemessen wurden das Spektrum mit einem Monochromator (MC) und einem HgCdTe-Detektor (MCT), die Leistung (PM), die Pulsform (MCT) und das transversale Strahlprofil (IR Camera). Ein HeNe-Laser ist zur Justierung notwendig.

bei in einem Resonator mit einem hochreflektierenden Planspiegel ($R=99.8\%$, CVI Corporation), dessen Abstand zur Kristallfrontfläche 0.18 m betrug, und einem ebenfalls planen Auskoppelspiegel mit einer Reflektivität von 90% und einem Abstand von 0.28 m zur Kristallendfläche. Der durch den Auskoppelspiegel transmittierte Anteil wurde zur Bestimmung der Leistung und zur Messung des zeitaufgelösten Spektrums mit einem Monochromator (Acton Research) und einem gekühlten HgCdTe-Detektor (EG&G Judson) verwendet. Anhand des den hochreflektierenden Spiegel passierenden Anteils konnten mit einer pyroelektrischen Infrarot-Kamera (PV320, Electrophysics) das transversale, sowie mit einem gekühlten HgCdTe-Detektor (EG&G Judson) das zeitliche Strahlprofil bestimmt werden. Zur Vermeidung einer Sättigung des Detektors war es erforderlich, die Pulsenergie durch Reflexion an zwei 2 mm dicken Ca-F_2 und einen zusätzlichen Abschwächer (Melles-Griot) um einen Faktor von etwa $3 \cdot 10^4$ zu reduzieren.

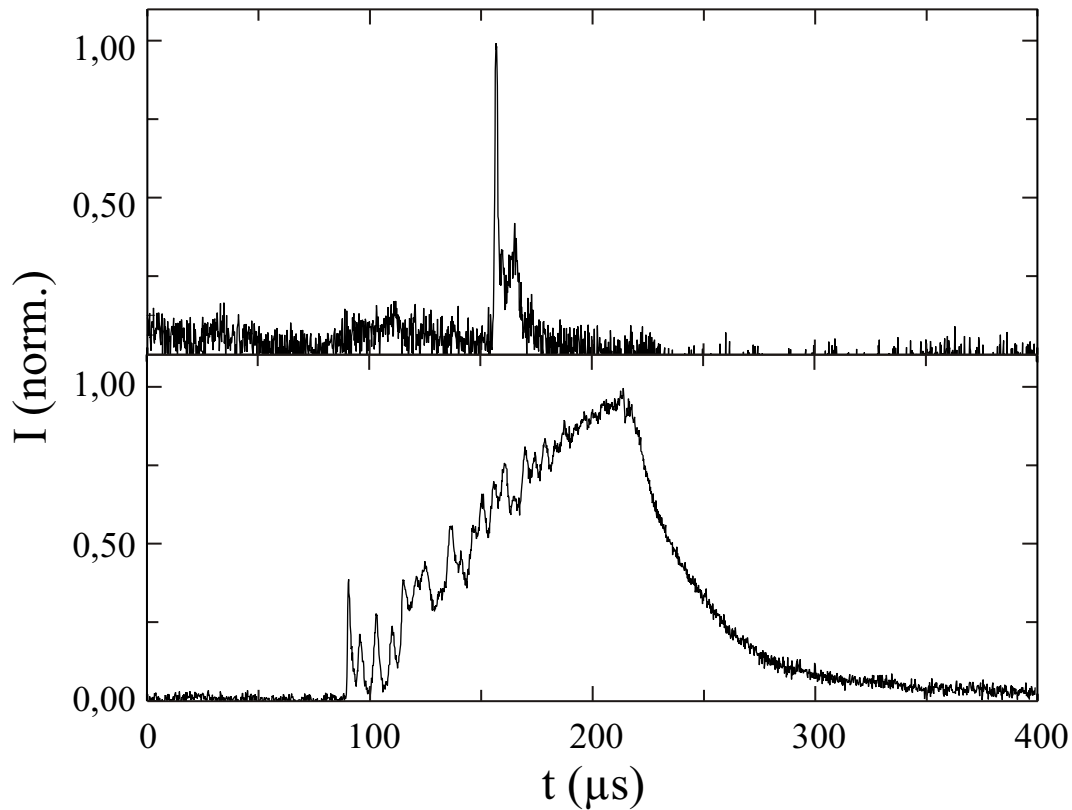


Abb. 9.2: Normierte Intensität I des Laserpulses als Funktion der Zeit für einen Pumpimpuls mit einer Energie von 7.6 J und einer Dauer von $117\text{ }\mu\text{s}$ nahe der Laserschwelle (oben), sowie für eine Energie von 21 J und eine Dauer von $186\text{ }\mu\text{s}$ (unten).

9.2 Pulsstruktur

In Abb. 9.2 ist exemplarisch die Laserpulsintensität als Funktion der Zeit für einen Pumpimpuls mit einer Energie von 7.6 J und einer Dauer von 117 μs , sowie für eine Energie von 21 J und eine Dauer von 186 μs gezeigt. Für die Messung wurde die Blitzlampe mit einer Repetitionsrate von 2 Hz betrieben, aus der sich mit einer parallel durchgeführten Messung der Laserleistung die Pulsenergie bestimmen ließ.

Die Pulsenergie im oberen Teilbild betrug (1.3 ± 0.1) , die im unteren (85 ± 8) mJ bei einer Pulsdauer von (3.6 ± 1.0) bzw. (80 ± 5) μs . Zu erkennen ist, daß der Einfluß der Relaxationsoszillationen, d.h. der Intensitätsfluktuationen, mit zunehmender Pulsdauer und -energie abnahm. Dem komplexen Laserprozeß in Er:YAG entsprechend sind diese Oszillationen in der Amplitude und Frequenz zufällig. Die über drei Messungen gemittelten Pulsenergien und -dauern in Abhängigkeit von den Parametern des Pumpimpulses sind in Tab. 9.2 zusammengefaßt. Die Pulsdauern sehr nahe der Laserschwelle lagen im Bereich weniger Mikrosekunden, dieses entspricht dem oben beschriebenen ersten Anschwingen. Die Erhöhung der Pumpenergie führte zu Energien des Laserpulses bis 200 mJ bei Pulsdauern bis zu 200 μs . Wie den Werten zu entnehmen ist, weisen insbesondere die Messungen nahe der Laserschwelle große Meßfehler auf. Diese können auf äußere Einflüsse, aber auch auf Fluktuationen in der Erzeugung der Besetzungsinversion zurückzuführen sein. Mit zunehmender Pumpleistung wurde der Einfluß dieser Parameter geringer und die Pulserzeugung stabiler, dennoch waren auch hier Puls- zu Puls-Fluktuationen zu beobachten, die allerdings wesentlich durch die zufälligen Oszillationen und weniger durch Änderungen der Pulsenergie und -dauer gegeben waren.

9.3 Pumpeffizienz

Die Effizienz des Pumpprozesses war bestimmt durch die Parameter der Pumpquelle, der Pumpkammer, des Lasermaterials und der Resonatorkonfiguration. Zur

Tab. 9.1: Messung der Pulsdauer und -energie für verschiedene Pumpenergien und -dauern.

τ_{pump}	E_{pump}	τ_{puls}	E_{puls}	P_{in}	P_{out}
(μs)	(J)	(μs)	(mJ)	(kW)	(W)
71.4	6.2	3.8 ± 0.4	1.1 ± 0.2	87	289 ± 61
77.0	9.4	27.2 ± 0.8	11.0 ± 0.2	122	404 ± 47
81.0	13.2	34.9 ± 3.3	34.4 ± 0.2	163	986 ± 98
82.8	17.6	54.4 ± 0.8	70 ± 0.2	213	1287 ± 41
117.2	7.6	6.5 ± 3.0	10.7 ± 0.2	65	361 ± 167
124.4	11.5	17.1 ± 4.4	16 ± 0.2	92	936 ± 248
129.4	16.1	51.4 ± 3.8	58 ± 0.2	124	1128 ± 135
133.6	22.4	69.8 ± 0.8	120 ± 0.2	168	1719 ± 145
175.4	11.6	43.2 ± 5.8	3.0 ± 0.2	66	69 ± 15
180.4	16.9	60.3 ± 1.5	48 ± 0.2	94	796 ± 86
186.0	21.0	79.3 ± 0.8	85 ± 0.2	113	1072 ± 95
187.6	23.9	99.3 ± 1.5	110 ± 0.2	127	1108 ± 102

Optimierung des Gesamtsystems wurden Messungen mit zwei verschiedenen Pumpkammermaterialien durchgeführt. Dabei kamen zum einen ein Eu^{3+} -dotiertes Quarzglas, welches den Wellenlängenbereich unterhalb 400 nm absorbierte und im Bereich um 500 nm re-emittierte, sowie ein undotiertes Quarzglas, welches im gesamten Wellenlängenbereich der Pumpquelle eine vernachlässigbare Absorption aufwies, zum Einsatz.

9.3.1 Eu^{3+} -dotiertes Quarzglas

Die Dotierung des Quarzglases mit Eu^{3+} -Ionen führt bei Nd:YAG-Systemen zu einer verbesserten Verstärkungseffizienz, da Nd:YAG einen hohen Absorptionskoeffizienten bei 500 nm besitzt, der gekoppelt ist an die Anregung ins obere Laserniveau. Gleichzeitig wird durch die Minimierung der UV-Strahlung die Wärmedeposition und damit der Effekt der thermischen Linse deutlich reduziert. Auf-

grund der komplexeren Dynamik der Besetzungszahlen in hochdotierten Er:YAG-Kristallen war ein einfacher Transfer dieser Ergebnisse nicht möglich. Im Rahmen dieser Arbeit konnte erstmals experimentell untersucht werden, ob unter Verwendung eines solchen Pumpkammermaterials auch für Er:YAG eine Steigerung der Verstärkungseffizienz möglich ist.

In Abb. 9.3 ist die aus der Messung der Pulslänge und -energie für den Laserpuls berechnete Spitzenleistung P_{out} als Funktion der Pumpimpulsleistung P_{in} für drei verschiedene Längen des Pumpimpulses dargestellt. Aus einer linearen Anpassung an die Daten konnte die Verstärkungseffizienz σ_s und die Schwellenleistung P_{th}

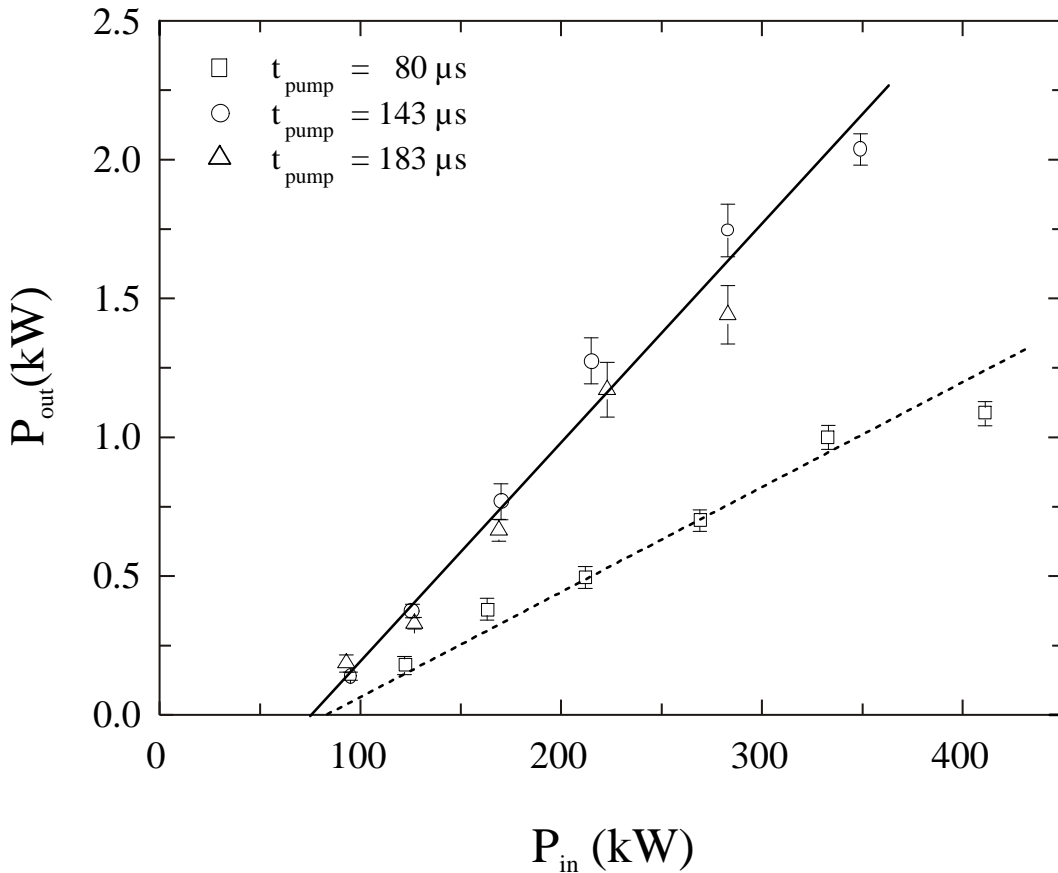


Abb. 9.3: Verstärkungseffizienz mit dem Europium-dotierten Quarzglas für Dauern des Pumpimpulses von 80, 143 und 183 μs . Die durchgezogene und die gestrichelte Linie sind Regressionsgeraden, deren Steigung die Verstärkungseffizienz und deren Schnittpunkt mit der Abszisse die Schwellenleistung ergibt.

gemäß [66]

$$P_{out} = \sigma_s (P_{in} - P_{th}) \quad (9.1)$$

berechnet werden. Die Verstärkungseffizienz war für eine Länge des Pumpimpulses von $(79.7 \pm 3.5) \mu s$ mit $\sigma_s = (3.24 \pm 0.27) \cdot 10^{-3}$ geringer als für die beiden anderen Messungen mit Längen des Pumpimpulses von (143 ± 6) bzw. $(183 \pm 5) \mu s$, für die eine Mittelung $\sigma_s = (7.6 \pm 0.31) \cdot 10^{-3}$ ergab. Die Schwellenleistung betrug $(82 \pm 13) kW$ bzw. $(76.8 \pm 6.3) kW$. Da die applizierten Pumpleistungen bei allen drei Messungen ähnlich waren, konnte die geringere Verstärkungseffizienz bei $\tau_{pump} \approx 80 \mu s$ darauf zurückgeführt werden, daß durch die kürzere Dauer des Pumpimpulses die Konversionsprozesse in geringerem Umfang abliefen, was in einer geringeren Besetzungsinversion resultierte.

Die in diesem Experiment erreichte Verstärkungseffizienz lag somit um etwa 40 % niedriger als der aus der Berechnung der einzelnen Effizienzen des Energietransfers zu erwartende Wert von $\sigma_s = (1.3 \pm 0.5) \cdot 10^{-2}$.

9.3.2 Undotiertes Quarzglas

In Abb. 9.4 sind die sich aus der Messung ergebenden Pump- und Laserspitzenleistungen unter Verwendung des undotierten Quarzglases als Pumpkammermaterial (vgl. Tab. 9.2) dargestellt. In diesem Fall betragen die Dauern der Pumpimpulse (78 ± 4.4) , (126 ± 6) bzw. $(182 \pm 8) \mu s$. Auch mit dem undotierten Pumpkammermaterial war die Effizienz für die kürzesten Pumpimpulse mit $\sigma_s = (8.55 \pm 1.32) \cdot 10^{-3}$ deutlich geringer als für die längeren Pumpimpulse, für die sich $\sigma_s = (1.41 \pm 0.17) \cdot 10^{-2}$ in guter Übereinstimmung mit dem aus Gl. 8.1 berechneten Wert von $\sigma_s = (1.3 \pm 0.5) \cdot 10^{-2}$ ergibt. Die entsprechenden Schwellenleistungen betrugen $(59 \pm 25) kW$ bzw. $(42 \pm 15) kW$.

Daraus folgt, daß die Verwendung des undotierten Pumpkammermaterials die Effizienz der Energieextraktion verdoppelt, gleichzeitig nahm die zum Erzielen einer Verstärkung notwendige Pumpleistung um fast 50 % ab. Im Bereich der in dieser Messung applizierten Pumpenergien lag die Brennweite der thermischen Linse in der Größenordnung weniger m. Dabei ist die Konzeption des Resonators derart, daß Änderungen der Brennweite der thermischen Linse lediglich zu einer geringen Variation des Strahldurchmessers führen. Zudem sollte die Berücksichtigung des

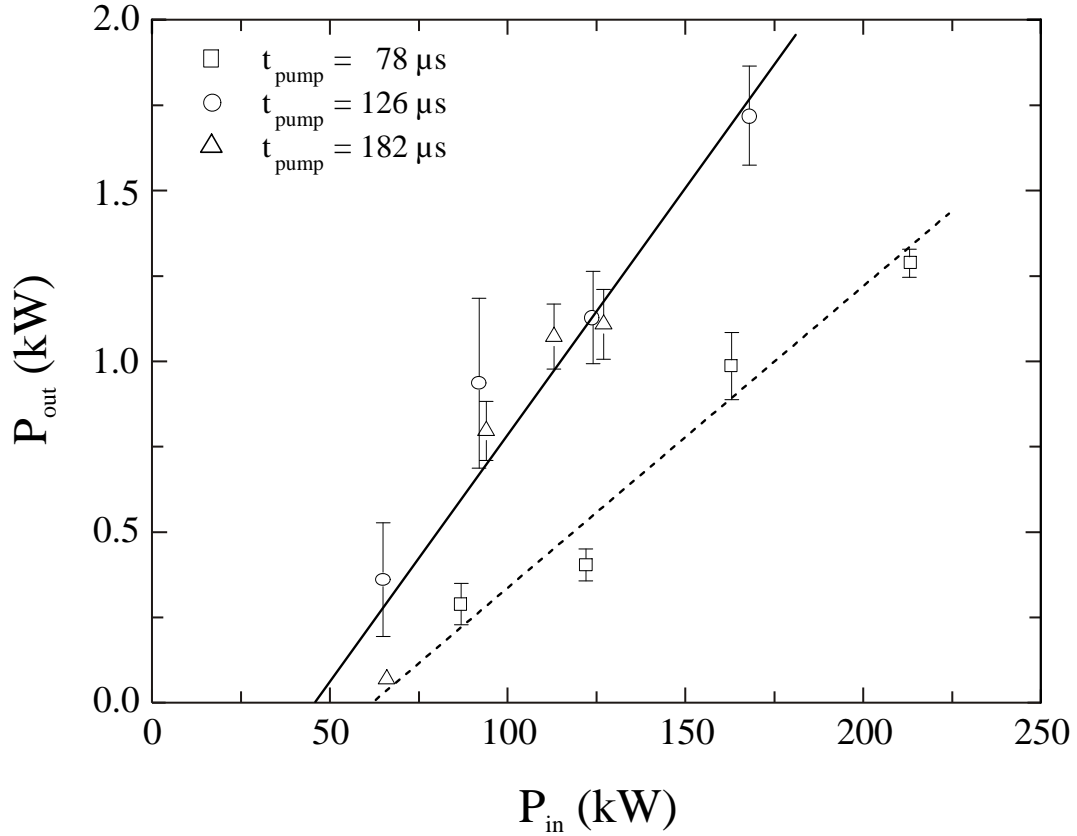


Abb. 9.4: Verstärkungseffizienz mit dem undotierten Quarzglas für Dauern des Pumpimpulses von 78, 126 und 182 μs . Die beiden Geraden stellen wieder lineare Anpassungen dar.

Absorptions- und Emissionsverhaltens des dotierten Quarzglases in einer Änderung des Stokes-Faktors eigentlich zu einer höheren Verstärkungseffizienz führen, der Energieverlust im dotierten Quarzglas durch die Absorption und Re-Emission reduziert diesem Effekt allerdings wieder. Aufgrund dieser Betrachtungen kann angenommen werden, daß die Erhöhung der Verstärkungseffizienz mit dem undotierten Pumpkammermaterial auf die Anregung des oberen Laserniveaus durch den Anteil des Pumplichts unterhalb von 400 nm bzw. die geringere Effizienz der Anregung im Bereich von 500 nm zurückzuführen ist.

9.4 Laserparameter

9.4.1 Spektrum

Unter Verwendung des undotierten Quarzglases konnte mit dem Monochromator und einem gekühlten HgCdTe-Detektor mit Anstiegszeiten von 100 ns zeitaufgelöste Messungen des Spektrums durchgeführt werden, bei der für eine fest eingestellte Wellenlänge der gesamte Laserpuls in einem Digital-Oszilloskop gespeichert wurde. In Abb. 9.5 ist die über den Laserpuls integrierte Intensität des Laserlichts als Funktion der Wellenlänge aufgetragen. Die Pumpenergie betrug 12 J bei einer Pumpulsdauer von 142 μs und resultierte in einer Pumpleistung von 85 kW, die etwa einen Faktor 2 oberhalb der Schwellenleistung lag. Es zeigte sich im Spektrum zum einen ein Plateau mit einer Breite von etwa 2.4 nm, zum anderen

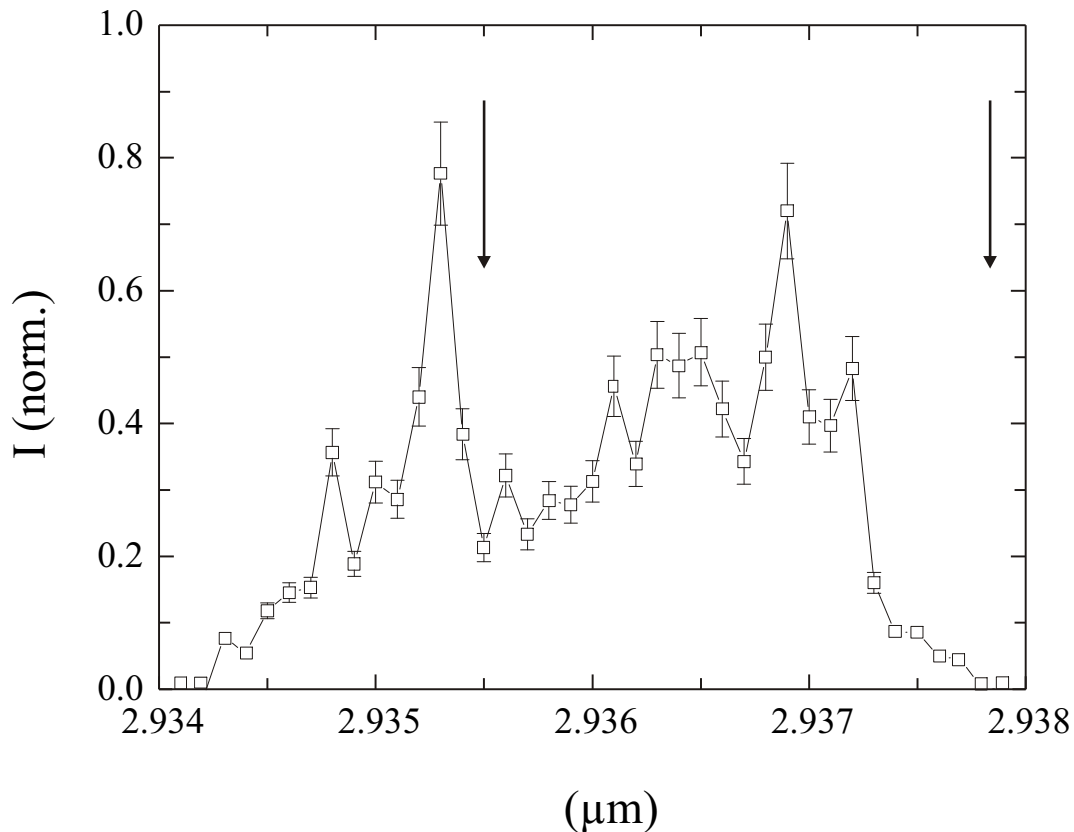


Abb. 9.5: Gemessene und über den Laserpuls integrierte Intensität I des Laserlichts als Funktion der Wellenlänge λ . Die Position zweier Absorptionslinien des Wassermoleküls sind durch Pfeile markiert.

zwei dominante Emissionslinien bei 2.9355 und um 2.937 μm . Die Struktur des Spektrums war zurückzuführen auf die Aufspaltung der an diesem Laserprozeß beteiligten Niveaus $^4\text{I}_{11/2}$ und $^4\text{I}_{13/2}$. Aufgrund der relativ geringen Pumpleistung und der damit verbundenen niedrigen Pumprate trat keine Sättigung ein. Für höhere Pumpenergien ist zu erwarten, daß die Sättigung für die beiden Emissionsmaxima eintritt, während die übrigen Spektralbereich noch verstärkt werden, somit die spektrale Intensität im Bereich zwischen den Emissionsmaxima im Vergleich zu diesen ansteigt.

9.4.2 Strahlprofil

Da Simulationen zur parametrischen Verstärkung zeigten, daß die Effizienz des Energieübertrags weitestgehend unabhängig vom transversalen Strahlprofil ist, wurde die Konfiguration des Resonators auf eine maximale Energieextraktion ausgelegt, die in einer sogenannten “Flat Top“-Struktur resultierte. Diese ergab sich aus der Überlagerung des TEM_{00} -Moden mit höheren transversalen Moden und resultierte in einer nahezu konstanten Intensität über den gesamten Strahldurchmesser. Aus dem Verstärkungsprofil, das aufgrund der Konfiguration der Pumpquelle und des Kristalls, radialsymmetrisch war, sowie aus der Tatsache, daß der Resonator keinen Astigmatismus aufwies, war zu folgern, das dabei transversale Moden mit einer Zylindersymmetrie dominieren. Ein mit der Infrarot-Kamera gemessenes typisches transversales Strahlprofil ist in Abb. 9.6 gezeigt.

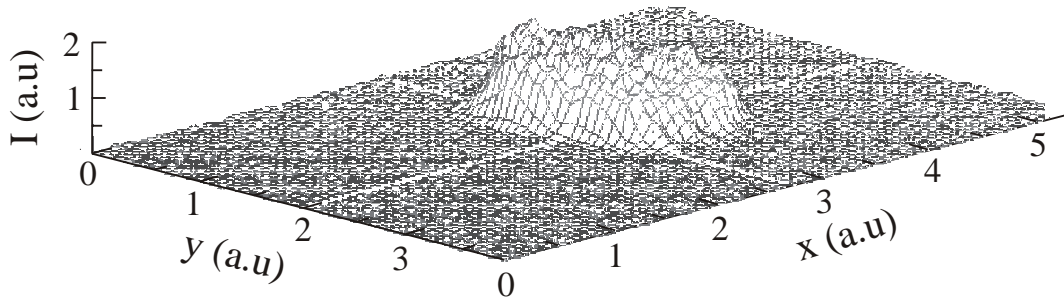


Abb. 9.6: Mit der pyroelektrischen IR – Kamera aufgenommenes typisches Strahlprofil eines einzelnen Er:YAG-Pulses. Qualitativ dargestellt ist dabei das Signal der Infrarot-Kamera über den transversalen Koordinaten x und y .

Die leichten Fluktuationen, die sich im Strahlprofil zeigten, ließen darauf schließen, daß auch transversale Moden, die keine Zylindersymmetrie aufwiesen, eine Verstärkung erfuhren und Instabilitäten den Laserprozeß beeinflussen.

9.4.3 Leistungsstabilität

Ebenfalls gemessen wurde die Stabilität der mittleren ausgekoppelten Leistung. Der Er:YAG-Laser wurde dabei mit einer Wiederholfrequenz von (4.96 ± 0.03) Hz bei einer Energie des Pumpulses von (22 ± 1) J und einer Dauer des Pumpulses von (78.7 ± 0.7) μ s betrieben. Die Messung ergab, daß in einem Zeitraum von mehr als 15 min die mittlere Leistung von 61 mW um weniger als ± 2.5 % fluktuierte.

Gleichwohl bleibt anzumerken, daß geringfügige Puls- zu Puls-Schwankungen der Energie vorhanden waren. Mit zunehmender Pumpulsenergie und damit der Laserpulsenergie wurde das System unempfindlicher gegenüber Störungen, d. h. die Energiedifferenz von Puls zu Puls nahm relativ zur Gesamtenergie ab. Für Einzelpulsexperimente, wie z. B. der Gewebeablation [23], konnte entweder anhand der Reflektion an einer zusätzlich in den Strahlengang eingefügten CaF_2 -Platte mit einem Energiemeßgerät oder aus der Veränderung der Pulsform bzw. des entsprechenden Zeitintegrals aus einer ohnehin notwendigen parallelen Messung der Pulsdauer mit einem HgCdTe-Detektor die Energieänderung gegenüber einem Referenzpuls bestimmt werden.

Zur Erzeugung von Laserpulsen mit einer ausreichend hohen Intensität zur parametrischen Verstärkung einzelner FEL-Pulse sind Pulsdauern im Bereich einiger ns und Energien von einigen mJ notwendig. Dieses kann durch das sogenannte Q-Switching erreicht werden [75–78]. Notwendig ist dazu die Erzeugung linear polarisierten Lichts durch den Einbau eines Dünnschichtpolarisators in den Resonator. Mit einer resonatorinternen Pockels-Zelle kann durch Anlegen einer Hochspannung die Polarisation so gedreht werden, daß die passiven Verluste sehr groß und damit die Laserschwelle sehr hoch ist. Somit wird eine große Besetzungsinversion aufgebaut. Das Abschalten der Hochspannung an der Pockels-Zelle innerhalb weniger ns reduziert die resonatorinternen Verluste drastisch und es kommt zur Emission eines sogenannten Riesenpulses mit hoher Energie und kurzer Pulsdauer.

9.5 Effizienz der parametrischen Prozesse

Basierend auf einer Pulsenergie des Er:YAG-Lasers von 5 mJ und einer Pulsdauer von 5 ns wurden Simulationen mit dem Programm SNLO [58] durchgeführt, mit der die Effizienz der parametrischen Verstärkung und Oszillation bestimmt werden konnte.

9.5.1 Verstärkung

Zunächst war ein für den parametrischen Prozeß geeigneter Kristall auszuwählen. Die mit den Kristalle AgGaSe₂, HgS, ZnGeP₂ und GaSe erreichbaren FEL-Pulsenergien in Abhängigkeit von der Kristalldicke sind in Abb. 9.7 für eine Wel-

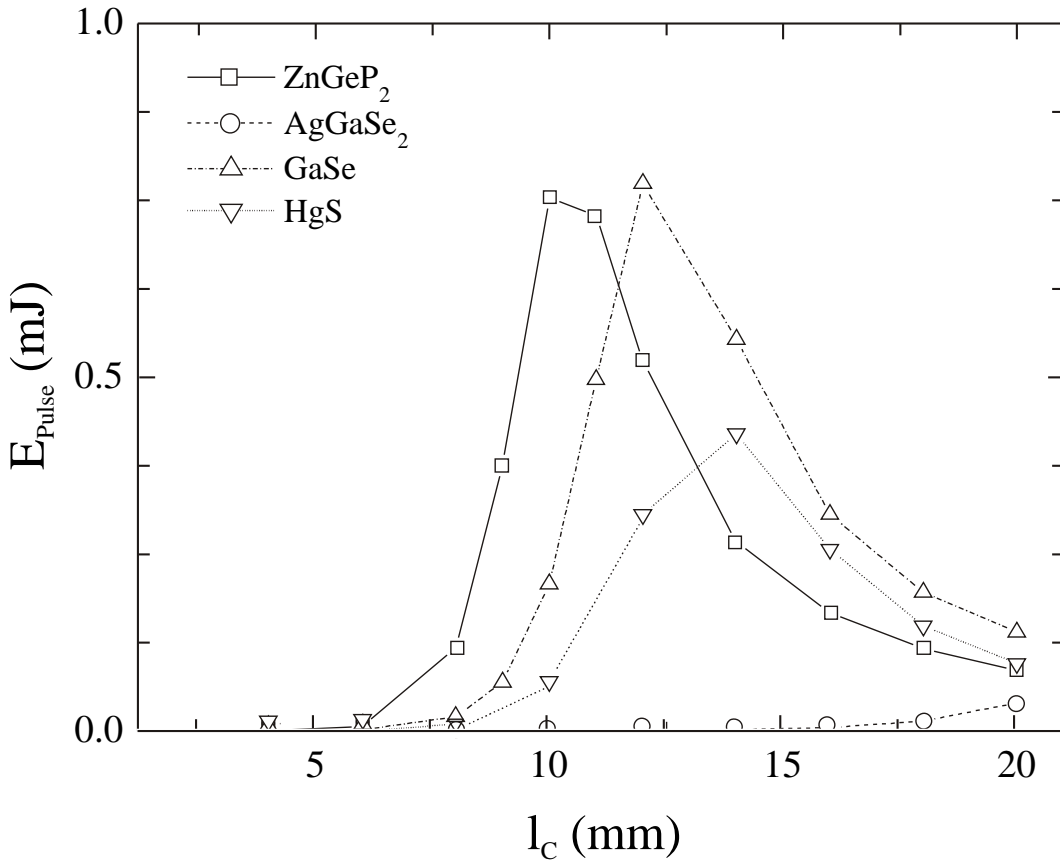


Abb. 9.7: Nach der Simulation zu erwartende Energie E_{pulse} der verstärkten FEL-Pulse als Funktion der Länge l_c eines AgGaSe₂-, eines GaSe-, eines ZnGeP₂- und eines HgS-Kristalls.

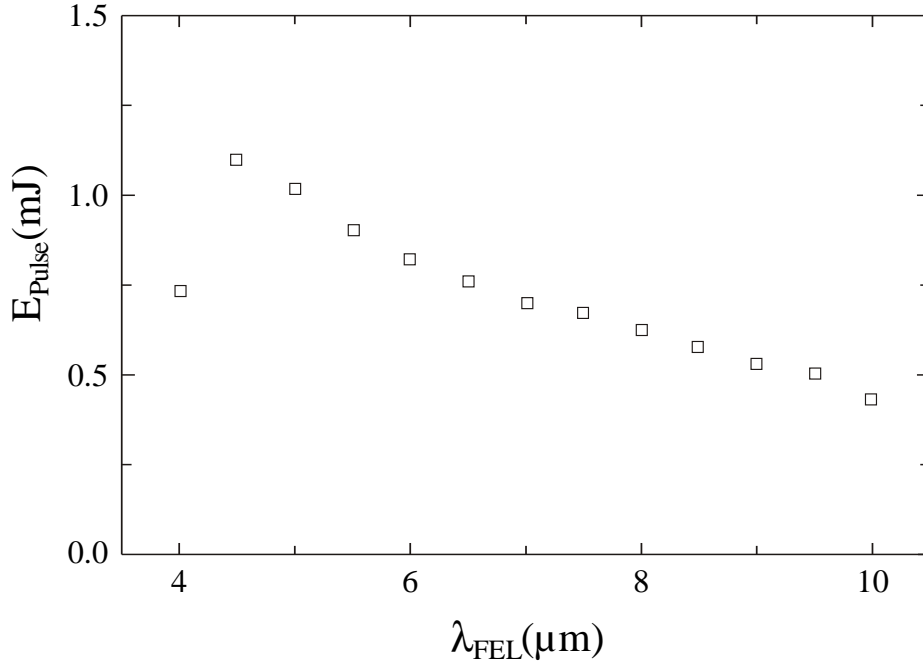


Abb. 9.8: Nach der Simulation zu erwartende Energie E_{Pulse} der in einem 10 mm langen ZnGeP₂-Kristall verstärkten FEL-Pulse in Abhängigkeit von der Wellenlänge λ des FEL-Pulses

lenlänge des FEL-Pulses von 7 μm gezeigt. Es ist zu erkennen, daß weder der HgS- noch der AgGaSe₂-Kristall den Verstärkungsfaktor des ZnGeP₂-Kristalls erreichen. Dieser ist bei einer Länge von 10 mm in der Lage, den FEL-Mikropuls auf eine Energie von 0.8 mJ zu verstärken. Mit einem GaSe-Kristall der Länge 12 mm kann ein gleicher Wert erreicht werden, allerdings ist dieser Kristall nicht in beliebigen Schnittwinkeln erhältlich, und weist somit Einschränkungen in der analog zur Frequenzverdopplung notwendigen Phasenanpassung auf.

In Abb. 9.8 ist die erreichbare FEL-Pulsenergie in Abhängigkeit von der Wellenlänge des FEL-Lichts gezeigt. Auch hier ist für den Er:YAG-Puls eine Dauer von 5 ns bei einer Energie von 5 mJ sowie ein Strahldurchmesser beider einlaufender Laserpulse von 500 μm angenommen worden. Die Effizienz der Verstärkung steigt mit abnehmender Wellenlänge bis zu 4.5 μm , dabei sind Pulsenergien bis zu 1.1 mJ möglich. Aufgrund der Phasenanpassungsbedingung, die für Wellenlängen im Bereich von 4 μm Einfallswinkel von 90° relativ zur optischen Achse erfordert (vgl. Abb. 4.4), nimmt die Effizienz in diesem Bereich wieder ab. Dabei wird aber in keinem Fall die erforderliche Verstärkung auf mindestens 10 μJ unterschritten.

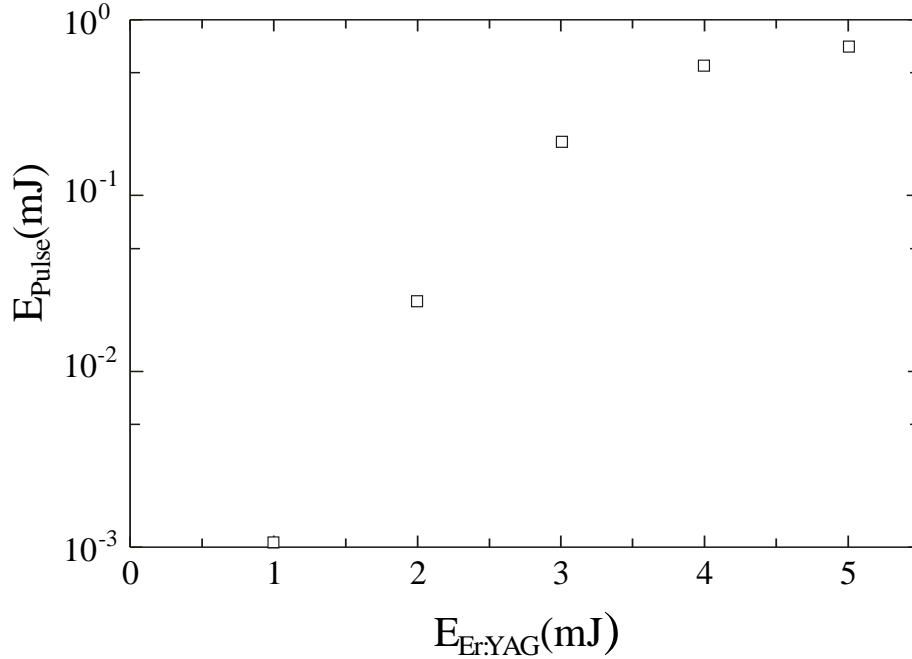


Abb. 9.9: Energie der in einem 10 mm langen ZnGeP_2 -Kristall verstärkten FEL-Pulse in Abhängigkeit von der Energie des Er:YAG-Pulses

Ebenfalls simuliert wurde die minimale Energie des Er:YAG-Pulses, die zur Verstärkung des FEL-Pulses auf die zur Einzelpulsablation notwendige Energie von $10 \mu\text{J}$ ausreicht. Unter Annahme einer Pulsdauer des Er:YAG- und des FEL-Pulses von 5 ns, sowie Strahldurchmessern von $500 \mu\text{m}$ wurden deshalb die erreichbaren FEL-Pulsenergien für Er:YAG-Pulsenergien zwischen 1 und 5 mJ simuliert und die Ergebnisse in Abb 9.9 dargestellt. Oberhalb einer Er:YAG-Energie von 2 mJ ist mit den angenommenen Parametern eine ausreichende Verstärkung möglich, ergänzende Simulationen zeigen, daß bei einer Reduktion der Strahldurchmesser auf $300 \mu\text{m}$ auch für eine Er:YAG-Pulsenergie von 1 mJ eine Verstärkung auf $45 \mu\text{J}$ erreicht werden kann.

9.5.2 Oszillation

Neben der parametrischen Verstärkung kann der ZnGeP_2 -Kristall auch dazu genutzt werden, eine Quelle von Laserpulsen, deren Dauer durch die Er:YAG-Pulse bestimmt ist, im Wellenlängenbereich zwischen 4 und $10 \mu\text{m}$ zu realisieren. Da

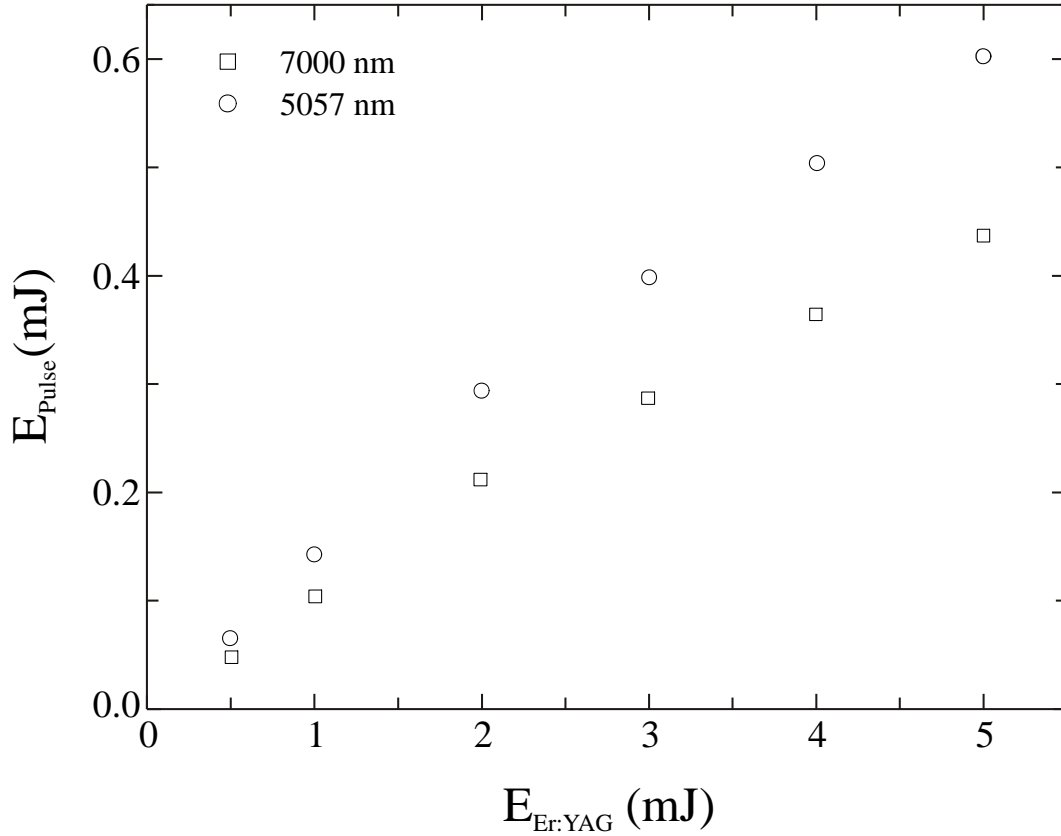


Abb. 9.10: Nach der Simulation zu erwartende Energie E_{Pulse} der in einem OPO aus einem 10 mm langen ZnGeP_2 -Kristall und zwei Spiegeln mit einer Reflektivität von 70 % erzeugten Laserpulse in Abhängigkeit von der Energie des Er:YAG-Pulses. Dabei wurde angenommen, daß die Phasenanpassung in der Erzeugung von Laserpulsen mit Wellenlängen von 7 μm und 5.06 μm resultiert.

hierbei im Gegensatz zur parametrischen Verstärkung keine stimulierte Emission stattfindet, sondern beide zusätzlich erzeugten Wellenlängen durch spontane Emission entstehen, sind die für eine hohe Effizienz erforderlichen Längen des nichtlinearen Mediums wesentlich größer. Simulationen zeigten, daß die Verwendung von Spiegeln mit einer Reflektivität von 70 % für die Wellenlänge des Er:YAG-Lasers und die damit verbundene Speicherung des Pumplichts in einem Resonator, ebenfalls eine hohe Energiekonversion erlaubt. In Abb. 9.10 sind die so erreichbaren Pulsenergien in Abhängigkeit von der Energie des Er:YAG-Pulses dargestellt. Dabei wurde angenommen, daß die Phasenanpassungsbedingung derart erfüllt ist, daß Wellenlängen von 7000 und 5057 nm erzeugt werden. Der Ab-

bildung ist zu entnehmen, daß auch in dieser Konfiguration Pulse mit Energien im Bereich einiger 100 μJ erzeugt werden können, deren Pulsdauer durch die Länge des Er:YAG-Pulses bestimmt ist.

10 Zusammenfassung und Ausblick

Im zweiten Teil dieser Arbeit wurde der Aufbau eines Lasers zur parametrischen Verstärkung einzelner FEL-Mikropulse beschrieben. Die Forderung nach einer Möglichkeit, sowohl direkte Gewebe-Experimente durchführen als auch einen optisch parametrischen Oszillator zur Erzeugung von Laserpulsen im Wellenlängenbereich des Darmstädter FEL betreiben zu können, legte die Wahl von Er:YAG mit einer Emissionswellenlänge von $2.94\text{ }\mu\text{m}$ als Lasermedium nahe.

Der im Rahmen dieser Arbeit konzipierte und aufgebaute Er:YAG-Laser basiert auf einer gepulsten Blitzlampe zur Erzeugung der Besetzungsinversion. Dabei konnte an der Blitzlampe eine Energie von bis zu 160 J in $250\text{ }\mu\text{s}$ zur Verfügung gestellt und in Licht in einem Spektralbereich von 200 nm bis etwa 1800 nm konvertiert werden. Die Umwandlung dieses Pumplichts in eine nutzbare Besetzungsinversion war bestimmt durch die mit dem erforderlichen hohen Dotierungsgrad in Er:YAG einhergehenden Konversionsprozesse, deren Ursache ein Energietransfer zwischen einzelnen Er^{3+} -Ionen ist. Diese komplexe Dynamik erforderte eine Simulation der Besetzungszahlen zur Bestimmung des radialen Verstärkungsprofils sowie der extrahierbaren Energie. Dabei war der Durchmesser des Er:YAG-Kristalls durch den hohen Absorptionskoeffizienten für das Pumplicht auf 4 mm begrenzt. Die Simulation des radialen Verstärkungsprofils sowie die Minimierung der Beugungsverluste führten auf einen Strahldurchmesser von $800\text{ }\mu\text{m}$. Dieser ermöglichte neben dem Anschwingen eines TEM_{00} -Modes auch höhere transversale Moden, so daß eine effektive Energieextraktion realisiert werden konnte. Die passiven Verluste, deren Ursache im wesentlichen die Absorption des Laserlichts durch Wassermoleküle ist, konnten durch die Wahl eines sehr kurzen Resonators mit einer Länge von 56 cm minimiert werden. Die Berücksichtigung der thermischen Linse, die durch Wärmedeposition im Kristall erzeugt wurde, führte auf einen Resonator mit zwei planen Endspiegeln sowie einem Laserkristall mit gekrümmten Endflächen, deren Verwendung in einem Strahldurchmesser von $(780 \pm 20)\text{ }\mu\text{m}$ resultierte.

Ein Anteil von $10\text{ }\%$ des erzeugten Laserlichts konnte nach der Transmission durch den Auskoppelspiegel für Experimente sowie zur Bestimmung der Leistung und des Spektrums genutzt werden, der den hochreflektierenden zweiten Endspiegel passierende Anteil erlaubte die Messung des radialen Strahlprofils so-

wie der Pulsform. Gemessen werden konnten Pulse mit einer Dauer von bis zu $100\ \mu\text{s}$ und einer Energie von bis zu $120\ \text{mJ}$ bei einer maximalen Pumpenergie von $40\ \text{J}$. Die Verstärkungseffizienz von $(1.41 \pm 0.017)\ \%$ bei einer minimal erforderlichen elektrischen Pumpleistung von $(42 \pm 15)\ \text{kW}$ läßt auch die Erzeugung von Laserpulsen höherer Energie zu. Es konnte nachgewiesen werden, daß ein Europium-dotiertes Pumpkammermaterial die Verstärkungseffizienz begrenzt. Die dabei stattfindende Absorption des Pumplichts im Bereich unterhalb von $400\ \text{nm}$ und dessen Re-Emission bei $500\ \text{nm}$ resultierte in einer um den Faktor 2 geringeren Verstärkungseffizienz von $\sigma_s = (7.6 \pm 0.31) \cdot 10^{-3}$ sowie in einer Schwellenleistung von $(76.8 \pm 6.3)\ \text{kW}$.

Das Lasersystem wurde im Rahmen von [23] eingesetzt, um Experimente zur Ablation von Cornea- und Leber-Gewebe durchzuführen. Dabei zeigte sich aufgrund der hohen Absorption durch Wassermoleküle ein effizienter Gewebeabtrag mit einer eng begrenzten thermischen Schädigungszone.

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß das Er:YAG-Lasersystem schon jetzt eine gute Ergänzung der Experimentiermöglichkeiten dargestellt. Simulationen zeigen, daß nach der Realisierung des Q-Switch mit einer schnellen Pockels-Zelle, der die Erzeugung von Laserpulsen mit Dauern von $5\ \text{ns}$ und Energien im mJ -Bereich ermöglicht, die parametrische Verstärkung in einem $10\ \text{mm}$ langen ZnGeP_2 -Kristall im Wellenlängenbereich von 4 bis $10\ \mu\text{m}$ zu einer Energieerhöhung einzelner FEL-Mikropulse von derzeit maximal $300\ \text{nJ}$ auf einige hundert μJ führt und somit die zur Erzeugung eines Plasmas notwendige Leistung erreicht wird. Damit können sowohl weiterführende Experimente zur Gewebeablation als auch zur Erzeugung amorpher Diamant-Schichten durchgeführt werden. Gleichzeitig erlaubt das System dann einen optisch parametrischen Oszillator, mit dem im Wellenlängenbereich des FELs Laserpulse mit Energien von ebenfalls einigen hundert μJ bei Pulsdauern im Bereich einiger ns erzeugt werden können und somit eine Vielzahl weiterer Experimente ermöglicht wird.

A Simulation der Besetzungsinversion

Die Simulation der Besetzungsinversion wurde auf Basis von [75] durchgeführt. Die Ratengleichungen, mit denen die Besetzungszahlen beschrieben werden, sind dabei gegeben durch:

$$\begin{aligned}
\frac{dN_5}{dt} &= -(a_{50} + a_{51} + a_{52} + a_{53} + a_{54} + \omega_{54}) N_5 \\
&\quad - \omega_{50} N_5 N_0 + \omega_{22} N_2^2 + R_{p5} \\
\frac{dN_4}{dt} &= -(a_{40} + a_{41} + a_{42} + a_{43} + \omega_{43}) N_4 \\
&\quad - (a_{54} + \omega_{54}) N_5 + R_{p4} \\
\frac{dN_3}{dt} &= -(a_{30} + a_{31} + a_{32} + \omega_{32}) N_3 + a_{53} N_5 \\
&\quad + (a_{43} + \omega_{43}) N_4 + \omega_{11} N_1^2 + \omega_{50} N_5 N_0 + R_{p3} \\
\frac{dN_2}{dt} &= -(a_{20} + a_{21} + \omega_{21}) N_2 + a_{52} N_5 + a_{42} N_4 + (a_{32} + \omega_{32}) N_3 \\
&\quad - 2\omega_{22} N_2^2 - c\sigma (\alpha N_2 - \beta N_1) \phi + R_{p2} \\
\frac{dN_1}{dt} &= -a_{10} N_1 + a_{51} N_5 + a_{41} N_4 + a_{31} N_3 + (a_{21} + \omega_{21}) N_2 \\
&\quad - 2\omega_{11} N_1^2 + \omega_{50} N_5 N_0 + c\sigma (\alpha N_2 - \beta N_1) \phi + R_{p1} \\
\frac{dN_0}{dt} &= a_{50} N_5 + a_{40} N_4 + a_{30} N_3 + a_{20} N_2 + a_{10} N_1 - \omega_{50} N_5 N_0 + \omega_{22} N_2^2 \\
&\quad - (R_{p1} + R_{p2} + R_{p3} + R_{p4} + R_{p5}) \\
\frac{d\phi}{dt} &= \frac{c\sigma}{1 + (n - 1)l} (\alpha N_2 - \beta N_1) \phi
\end{aligned} \tag{A.1}$$

Dabei repräsentieren die Koeffizienten N_i die Besetzungszahlen, R_{p1} bis R_{p5} die Pumpraten, a_{xy} die strahlungslosen Übergänge $x \rightarrow y$, deren numerische Werte in Tab. A.1 aufgeführt sind, ω_{xy} die Konversionsprozesse, $\alpha = 0.2$ bzw. $\beta = 0.04$ die Besetzungskoeffizienten für die durch den Stark-Effekt aufgespaltenen Niveaus und ϕ die Photonendichte im Resonator. Die Koeffizienten a_{ij} sind die Summe der jeweiligen Übergangsraten für die elektrischen und magnetischen Dipolübergänge aus Tab. A1. Die ebenfalls in Tab. A.1 aufgeführte Lebensdauer T_i^{rad} ergibt sich aus

$$T_i^{rad} = \left(\sum_j a_{ij} \right)^{-1}, \tag{A.2}$$

Tab. A.1: Für die Simulation verwendeten Übergangsraten. Dabei bezeichnen A^{ed} elektrische, A^{md} magnetische Dipolübergänge und T^{rad} bzw. T^{nrad} Übergänge mit bzw. ohne Emission, aus denen sich w durch Addition der Kehrwerte ergibt.

i	Initial Level	Terminal Level	A_{ij}^{ed} [s ⁻¹]	A_{ij}^{md} [s ⁻¹]	T_i^{rad} [μs]	T_i^{nrad} [μs]	w_{ij} [s ⁻¹]
5	$S_{3/2}$	$F_{9/2}$	0.6				
		$I_{9/2}$	60.5				
		$I_{11/2}$	31.8				
		$I_{13/2}$	44.6				
		$I_{15/2}$	1075.5		619	16	$5.56 \cdot 10^4$
4	$F_{9/2}$	$I_{9/2}$	0.5	3.9			
		$I_{11/2}$	52.9	10.4			
		$I_{13/2}$	63.3				
		$I_{15/2}$	1485.7		629	1.5	$6.65 \cdot 10^5$
3	$I_{9/2}$	$I_{11/2}$	0.6	1.5			
		$I_{13/2}$	45.9				
		$I_{15/2}$	178.3		4420	0.05	$2 \cdot 10^7$
2	$I_{11/2}$	$I_{13/2}$	16.2	12.49			
		$I_{15/2}$	110.8		7170	100	$9.86 \cdot 10^3$
1	$I_{13/2}$	$I_{15/2}$	97.9	56.3	6484	6500	~ 0

weiterhin ist die Rate der Multiphonen-Übergänge $w_{i,i-1} = 1/T_i^{fl} - 1/T_i^{rad}$ mit der Lumineszenzlebensdauer für niedrige Erbium-Konzentrationen T_i^{fl} .

Weiterhin sind noch der Wirkungsquerschnitt für die stimulierte Emission sowie die Übergangsraten für die Konversionsprozesse vorzugeben. Diese sind in Tab. A.2 aufgelistet.

Auf der Basis der Ratengleichungen wird die Besetzungsinversion mit der Methode der finiten Elemente berechnet. Durch die Symmetrie der Anordnung kann

Tab. A.2: Wirkungsquerschnitt für die stimulierte Emission σ_{21} und die Übergangsraten für die Konversionsprozesse.

Parameter	Value
σ_{21}	$2.6 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$
ω_{11}	$1.3 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^3 \text{s}^{-1}$
ω_{22}	$3.7 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^3 \text{s}^{-1}$
ω_{50}	$1.06 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^3 \text{s}^{-1}$

dabei der Kristall in einzelne Zylinder aufgeteilt werden, für die in einer Periode, die der Resonatorumlaufzeit entspricht, die Besetzungszahlen der einzelnen Niveaus berechnet werden. Anschließend erfolgt die Berechnung der Photonenzahl für jeden Zylinder, wobei als Startwert ein einzelnes Photon vorgegeben wird. Nach der Reduktion der Photonenzahl durch die Verluste und Auskopplung beginnt die Simulation des nächsten Umlaufes. Nach jeweils zehn Umläufen wird sowohl die Besetzungsinversion als auch die Photonenzahl für jeden Zylinder in einer ASCII-Datei abgespeichert.

Literatur

- [1] T. H. Maiman, *Stimulated optical radiation in ruby*, Nature **187** (1960) 433.
- [2] D. A. G. Deacon, L. R. Elias, J. M. J. Madey, G. I. Ramian, H. A. Schwettman, T. I. Smith, *First operation of a free-electron laser*, Phys. Rev. Lett. **38** (1977) 892.
- [3] W. B. Colson, *Short wavelength free-electron lasers in 2001*, Proc. of the 23rd Intern. FEL Conference, Eds. M. Brunken, H. Genz, A. Richter, Nucl. Instr. Meth. A **483** (2002), II-67.
- [4] S. V. Benson, G. Biallas, C. L. Bohn, D. Douglas, H. F. Dylla, R. Evans, J. Fugitt, A. Grippo, J. Gubeli, R. Hill, K. Jordan, G. Krafft, R. Li, L. Merminga, G. R. Neil, P. Piot, J. Preble, M. Shinn, T. Siggings, R. Walker, B. Yunn, *Jefferson Lab free-electron laser starts operation with sustained lasing at the kilowatt level*, Synchr. Rad. News **13** (2000) 13.
- [5] V. Ayvazyan, N. Baboi, I. Bohnet, R. Brinkmann, M. Castellano, P. Castro, L. Catani, S. Choroba, A. Cianchi, M. Dohlus, H. T. Edwards, B. Faatz, A. A. Fateev, J. Feldhaus, K. Flöttmann, A. Gamp, T. Garvey, H. Genz, C. Gerth, V. Gretchko, B. Grigoryan, U. Hahn, C. Heßler, K. Honkavaara, M. Hüning, R. Ischebeck, M. Jablonka, T. Kamps, M. Körfer, M. Krassilnikov, J. Krzywinski, M. Liepe, A. Liero, T. Limberg, H. Loos, M. Luong, C. Magne, J. Menzel, P. Michelato, M. Minty, U.-C. Müller, D. Nölle, A. Novokhatski, C. Pagani, F. Peters, J. Pflüger, P. Piot, L. Plucinski, K. Rehlich, I. Reyzl, A. Richter, J. Rossbach, E. L. Saldin, W. Sandner, H. Schlarb, G. Schmidt, P. Schmüser, J. R. Schneider, E. A. Schneidmiller, H.-J. Schreiber, S. Schreiber, D. Sertore, S. Setzer, S. Simrock, R. Sobierajki, B. Sonntag, B. Steeg, F. Stephan, K. P. Sytchev, K. Tiedke, M. Tonutti, R. Treusch, D. Trines, D. Türke, V. Verzilov, R. Wanzenberg, T. Weiland, H. Weise, M. Wendt, T. Wilhein, I. Will, S. Wolff, K. Wittenburg, M. V. Yurkov, K. Zapfe, *A new powerful source for coherent VUV radiation: demonstration of exponential growth and saturation at the TTF free-electron laser*, Europ. Journ. Phys. D (2002), im Druck.

- [6] A. Richter, *Operational experience at the S-DALINAC*, Proc. of the Fifth EPAC, Eds. S. Meyers, A. Pacheco, R. Pascual, C. Petit-Jean-Genaz, J. Poole, IOP Publishing, Bristol (1996) 110.
- [7] M. Brunken, S. Döbert, H. Genz, H.-D. Gräf, R. Hahn, H. Loos, A. Richter, B. Schweizer, A. Stascheck, T. Wesp, *First lasing of the Darmstadt cw free-electron laser*, Proc. of the 20th Intern. FEL Conference, Nucl. Instr. Meth. A **429** (1999) 21.
- [8] H. Loos, *Bestimmung der longitudinalen Struktur der Elektronenbunche im Strahl von supraleitenden Beschleunigern*, Dissertation, Technische Universität Darmstadt (2001) D17.
- [9] B. Colombeau, C. Froehly, M. Vampouille *Autocorrelation of laser pulses by optical processing of Fabry-Perot spectrograms*, Appl. Opt. **19** (1980) 534.
- [10] P. Yeh, *Autocorrelation of ultrashort optical pulses using polarization interferometry*, Opt. Lett. **8** (1983) 330.
- [11] M. Lai, J.-C. Diels, *Complete diagnostic of ultrashort pulses without nonlinear process*, Opt. Comm. **88** (1992) 319.
- [12] J. Soto, V. A. Vysloukh, *A femtosecond optical streak camera based on the optical Kerr effect*, Opt. Comm. **118** (1995) 79.
- [13] E. L. Saldin, E. A. Schneidmiller, M. V. Yurkov, *The physics of free-electron lasers*, Springer-Verlag, Berlin (2000).
- [14] P. Bosco, W. B. Colson, *Spontaneous radiation from relativistic electrons in a tapered undulator*, Phys. Rev. A **28** (1983) 319.
- [15] P. Elleaume, *Undulators, electron trajectories and spontaneous emission*, in *Laser Handbook Vol. 6*, Eds. W. B. Colson, C. Pellegrini, A. Renieri, Elsevier Science B. V., Amsterdam (1990) 103.
- [16] K. Naganuma, K. Mogi, H. Yamada, *Time direction determination of asymmetric ultrashort optical pulses from second-harmonic generation autocorrelation signals*, Appl. Phys. Lett. **54** (1989) 1201.

- [17] J. Paye, M. Ramaswamy, J. G. Fujimoto, E. P. Ippen, *Measurement of the amplitude and phase of ultrashort light pulses from spectrally resolved autocorrelation*, Opt. Lett. **18** (1993) 1946.
- [18] J. Paye, *How to measure the amplitude and phase of an ultrashort light pulse with an autocorrelator and a spectrometer*, IEEE Journ. Quant. Electr. **30** (1994) 2693.
- [19] K. L. Sala, G. A. Kenney-Wallce, G. E. Hall, *CW autocorrelation measurements of picosecond laser pulses*, IEEE Journ. Quant. Electr. **16** (1980) 990.
- [20] F. Salin, P. Georges, G. Roger, A. Brun, *Single-shot measurement of a 52-fs pulse*, Appl. Opt. **26** (1987) 4528.
- [21] H. P. Weber, *Method for pulsewidth measurement of ultrashort light pulses generated by phase-locked laser using nonlinear optics*, Journ. Appl. Phys. **38** (1967) 2231.
- [22] M. Brunken, *Entwicklung einer Computer-gestützten Analyse-Einheit zur Bestimmung der Pulsdauern am Cr:LiSGaF-Laser und am ps-Freie-Elektronen-Laser und Simulation der Pulsverlängerung durch Dispersion*, Diplomarbeit, Ruprecht-Karls Universität Heidelberg (1997) unveröffentlicht.
- [23] B. Schweizer, *Entwicklung von Comptondioden zur Strahlverlustdiagnose am S-DALINAC und Untersuchungen thermischer Laser-Gewebe-Wechselwirkungen am Freie-Elektronen-Laser*, Dissertation, Technische Universität Darmstadt (2002) D17.
- [24] M. Brunken, H. Genz, H.-D. Gräf, S. Khodyachykh, H. Loos, A. Richter, B. Schweizer, A. Stascheck, *Thermal ablation studies at the S-DALINAC FEL: a 3-dimensional approach*, Proc. of the 22nd Intern. FEL Conference, Eds. V. N. Litvinenko, X. K. Wu, Nucl. Instr. Meth. A **475** (2002) II-63.
- [25] M. Wiencken, *Entwurf, Aufbau und Test einer Apparatur zur Erzeugung von amorphen Diamantschichten mit dem Freie-Elektronen-Laser*, Diplomarbeit, Technische Universität Darmstadt (1995) unveröffentlicht.
- [26] J. Stevefelt, C. B. Collins, *Modelling of a laser plasma source of amorphous diamond*, Journ. Phys. D **24** (1991) 2149.

- [27] T. H. Allik, S. Chandra, D. M. Rines, P. G. Schunemann, J. A. Hutchinson, R. Utano, *Tunable 7-12- μm optical parametric oscillator using a Cr,Er:YSGG laser to pump CdSe and ZnGeP₂ crystals*, Opt. Lett. **22** (1997) 597.
- [28] D. S. Moore, S. C. Schmidt, *Tunable subpicosecond infrared pulse generation to 4 μm* , Opt. Lett. **12** (1987) 480.
- [29] V. Petrov, Y. Tanaka, T. Suzuki, *Parametric generation of 1-ps pulses between 5 and 11 μm with a ZnGeP₂ crystal*, IEEE Journ. Quant. Electr. **33** (1997) 1749.
- [30] K. Wille, *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*, Teubner, Stuttgart (1996).
- [31] J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, J. Wiley & Sons, New York, Chichester, Brisbane, Toronto, Singapore (1962, 1975).
- [32] B. M. Kincaid, *Random errors in undulators and their effects on the radiation spectrum*, Nucl. Instr. Meth. A **246** (1986) 109.
- [33] C. A. Brau, *Free-electron lasers*, Academic Press, San Diego (1990).
- [34] T. Wesp, *Messung und Optimierung optischer Parameter des Darmstädter Freie-Elektronen-Lasers und Vermessung und Justierung der Strahlführungselemente des S-DALINAC*, Dissertation, Technische Universität Darmstadt (2000) D17.
- [35] J. M. J. Madey, *Relationship between mean radiated energy, mean squared radiated energy and spontaneous power spectrum in a power series expansion of the equations of motion in a free-electron laser*, Nuovo. Cim. **50 B** (1979) 64.
- [36] H. Al-Abawi, F. A Hopf, G. T. Moore, M. O. Scully, *Coherent transients in a free-electron laser: laser lethargy and coherence brightening*, Opt. Comm. **30** (1979) 235.
- [37] S. Khodyachykh, Dissertation, Technische Universität Darmstadt, in Vorbereitung.

- [38] D. A. Kleinman, *Nonlinear polarization in optical media*, Phys. Rev. **174** (1968) 1027.
- [39] R. W. Boyd, *Nonlinear optics*, Academic Press, San Diego, New York, Boston (1992).
- [40] J. A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, P. S. Pershan, *Interactions between light waves in a nonlinear dielectric*, Phys. Rev. **127** (1962) 1918.
- [41] F. Zernike, J. E. Midwinter, *Applied nonlinear optics*, J. Wiley & Sons, New York, Chichester, Brisbane, Toronto, Singapore (1973).
- [42] M. Brunken, H. Genz, M. Gopych, H.-D. Gräf, S. Khodyachykh, S. Kostial, U. Laier, A. Lenhardt, H. Loos, J. Mühl, M. Platz, A. Richter, S. Richter, B. Schweizer, A. Stascheck, O. Titze, S. Watzlawik, S. Döbert, *Latest developments from the S-DALINAC*, Proc. of the 20th Intern. LINAC Conference, Eds. A. W. Chao, S. L. Yu, R. D. Ruth, **SLAC-R-561** (2000) 152.
- [43] P. Mohr, J. Enders, T. Hartmann, H. Kaiser, D. Schiesser, S. Schmitt, S. Volz, F. Wissel, A. Zilges, *Real photon scattering up to 10 MeV: The improved facility at the Darmstadt electron accelerator S-DALINAC*, Nucl. Instr. Meth. A **423** (1999) 480.
- [44] U. Nething, M. Galemann, H. Genz, M. Höfer, P. Hoffmann-Stascheck, J. Hormes, A. Richter, J. P. F. Sellschop, *Intensity of electron channeling radiation and occupation lengths in diamond crystals*, Phys. Rev. Lett. **72** (1994) 2411.
- [45] J. Freudenberger, H. Genz, V. L. Morokhovskii, V. V. Morokhovskii, U. Nething, A. Richter, J. P. F. Sellschop, R. Zahn, *Lineshape, linewidth and spectral density of parametric x-radiation at low electron energy in diamond*, Appl. Phys. Lett. **70** (1997) 267.
- [46] J. Freudenberger, H. Genz, V. V. Morokhovskii, A. Richter, J. P. F. Sellschop, *Parametric x rays observed under Bragg condition: boost of intensity by a factor of two*, Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 270.
- [47] S. Watzlawik, Dissertation, Technische Universität Darmstadt, in Vorbereitung.

- [48] H. Diesener, U. Helm, G. Herbert, V. Huck, P. von Neumann-Cosel, C. Rangacharyulu, B. Reitz, A. Richter, G. Schrieder, A. Stascheck, A. Stiller, J. Ryckebusch, J. Carter, *Excitation and decay of giant resonances in the $^{40}\text{Ca}(e,e'x)$ reaction*, Phys. Rev. Lett. **72** (1994) 1994.
- [49] P. von Neumann-Cosel, F. Neumeyer, S. Nishizaki, V. Yu. Ponomarev, C. Rangacharyulu, B. Reitz, A. Richter, G. Schrieder, D. I. Sober, T. Waindzoeh, J. Wambach, *Spin and orbital magnetic quadrupole resonances in ^{48}Ca and ^{90}Zr from 180° electron scattering*, Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 1105.
- [50] S. Strauch, P. von Neumann-Cosel, C. Rangacharyulu, A. Richter, G. Schrieder, K. Schweda, J. Wambach, *Giant resonances in the doubly magic nucleus ^{48}Ca from the $(e,e'n)$ reaction*, Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 2913.
- [51] P. von Neumann-Cosel, A. Richter, G. Schrieder, A. Shevchenko, A. Stiller, H. Arenhövel, *Deuteron breakup in the $^2\text{H}(e, e'p)$ reaction at low momentum transfer and close to threshold*, Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 202304-1.
- [52] A. Richter, *Der neue Freie-Elektronen-Laser in Darmstadt*, Physikalische Blätter **54** (1998) 31.
- [53] H. Weise, *Entwicklung, Aufbau und Betrieb eines Hochstrominjektors mit subharmonischem Chopper- und Prebunchersystem für den Freie-Elektronen-Laser am S-DALINAC*, Dissertation, Technische Hochschule Darmstadt (1992) D17.
- [54] G. Knippels, *The short-pulse free-electron laser: Manipulation of the gain medium*, Dissertation, Freie Universität Amsterdam (1996).
- [55] www.eksma.lt.
- [56] J. Jansky, G. Conradi, R. N. Gyuzalian, *On a possibility of analyzing the temporal characteristics of short light pulses*, Opt. Comm. **23** (1977) 293.
- [57] G. Berden, private Mitteilung.
- [58] A. V. Smith, R. J. Gehr, M. S. Bowers, *Numerical models of broad-bandwidth nanosecond optical parametric oscillators*, Journ. Opt. Soc. A **12** (1995) 49.

- [59] T. Friedrich, Miniforschungsbericht, unveröffentlicht.
- [60] P. W. Milonny, J. H. Eberly, *Lasers*, J. Wiley & Sons, New York, Chichester, Brisbane, Toronto, Singapore (1988).
- [61] H. Kogelnik, T. Li, *Laser beams and resonators*, Proc. IEEE **54** (1966) 1312.
- [62] H. S. Carslaw, J. C. Jaeger, *Conduction of heat in solids*, 2nd Edition, Oxford University Press, Oxford, New York, Toronto (1959).
- [63] W. Koechner, *Transient thermal profile in optically pumped laser rods*, Journ. Appl. Phys. **44** (1973) 3162.
- [64] J. Frauchiger, W. Lüthy, *Power limits of a YAG:Er laser*, Opt. Las. Techn. **19** (1987) 312.
- [65] R. Paugstadt, M. Bass, *A new technique for spatially resolved thermal lensing measurements*, Opt. Las. Techn. **24** (1992) 151.
- [66] W. Koechner, *Solid state laser engineering*, 3rd Edition, Springer, Berlin, Heidelberg, New York (1996).
- [67] W. Q. Shi, M. Bass, M. Birnbaum, *Investigation of the interactions between dissimilar ions in (Er,Nd):Y₃Al₅O₁₂*, Journ. Opt. Soc. B **6** (1989) 23.
- [68] S. Georgescu, V. Lupei, A. Lupei, V. I. Zhekov, T. M. Murina, M. I. Studentkin, *Concentration effects on the up-conversion from the ⁴I_{13/2} level of Er³⁺ in YAG.*, Opt. Comm. **81** (1991) 186.
- [69] S. A. Pollack, D. B. Chang, *Ion-pair upconversion pumped laser emission in Er³⁺ ions in YAG, YLF, SrF₂ and CaF₂ crystals*, Journ. Appl. Phys. **64** (1988) 2885.
- [70] S. A. Pollack, D. B. Chang, M. Birnbaum, M. Kokta, *Upconversion-pumped 2.8-2.9 μm lasing of Er³⁺ ion in garnets*, Journ. Appl. Phys. **70** (1991) 7227.
- [71] M. Lukač, S. Cencič, K. Nemeč, *Influence of direct and cross-relaxation pumping processes on the output energy and thermal load of an Er:YAG laser*, Appl. Opt. **32** (1993) 7399.
- [72] www.nasa.gov.

- [73] Fa. FEE, private Mitteilung.
- [74] www.atnf.csiro.au.
- [75] S. Georgescu, V. Lupei, *Q-switch regime of 3- μ m Er:YAG lasers*, IEEE Journ. Quant. Electr. **34** (1998) 1031.
- [76] N. M. Wannop, M. R. Dickinson, A. Charlton, T. A. King, *Q-switching the Er:YAG laser*, Journ. Mod. Opt. **41** (1994) 2043.
- [77] M. Ozolish, K. Stock, R. Hibst, and R. Steiner, *Q-switching of Er:YAG (2.9 μ m) solid-state laser by PLZT electrooptic modulator*, IEEE Journ. Quant. Electr. **33** (1997) 1846.
- [78] S. Schnell, V. G. Ostoumov, J. Breguet, W. A. R. Lüthy, H. P. Weber, I. A. Shcherbakov, *Acoustooptic Q-switching of erbium lasers*, IEEE Journ. Quant. Electr. **26** (1990) 1111.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei denen bedanken, die mich bei der Entstehung dieser Arbeit unterstützt haben.

Herrn Professor Dr. Dr. h.c. mult. Achim Richter danke ich nicht nur für sein stetes Interesse am Fortgang dieser Arbeit, sondern auch dafür, daß er mir die Teilnahme an mehreren FEL-Konferenzen und Messungen am FELIX ermöglicht hat. Sein Vertrauen in meine Arbeit war mir auch bei der Organisation der FEL-Konferenz 2001 stets ein Ansporn.

Herrn Professor Dr. Wolfgang Seelig danke ich für die Übernahme des Korreferats.

Herrn Dr. Harald Genz möchte ich für sein Interesse an den physikalischen Fragestellungen und immerwährende Unterstützung dieser Arbeit danken.

Herrn Dr. Hans-Dieter Gräf und Herrn Dr. Franco Laeri möchte ich für die Diskussionen danken, die dieser Arbeit so manchen Impuls gaben.

I would like to thank Dr. Lex van der Meer, Dr. Giel Berden and Dipl.-Phys. Maria Grigore for giving me the possibility of testing the autocorrelator at FELIX and for their support during this experiment.

Den ehemaligen und jetzigen Mitgliedern der FEL-Gruppe, namentlich Dipl.-Phys. Lars Casper, Dipl.-Phys. Christoph Heßler, Dipl.-Phys. Sergiy Khodyachykh, Dr. Henrik Loos, Dr. Bernd Schweizer und Dr. Thorsten Wesp möchte ich für den hervorragenden Zusammenhalt und die immer angenehme Arbeitsatmosphäre herzlich danken. Die Diskussion physikalischer Fragestellungen nicht nur in Bezug auf diese Arbeit waren immer fruchtbar und führten zu manchem “Aha“-Erlebnis.

Den Mitgliedern der “Kaffeerunde“, die nicht der FEL-Gruppe angehören, namentlich Dr. Joachim Enders, Dr. Jörg Freudenberger, Dipl.-Phys. Sven Fritzler, Dipl.-Ing. Mathias Gärtner, Dipl.-Phys. Heike Kaiser, Dipl.-Phys. Monica Pantea, Dr. Bodo Reitz, Dipl.-Phys. Cornelia Richter und Dr. Simone Richter sei für die unzähligen Abende gedankt, an denen nicht nur über Physik diskutiert wurde.

Auch allen weiteren Kollegen und bei den Mitarbeitern der Werkstätten sei herzlich gedankt für ihr Engagement und all die Kleinigkeiten, die zum Gelingen dieser Arbeit beitrugen.

Last – but not least – gilt ein großer Dank meinen Eltern, die stets ein offenes Ohr für mich hatten und mich in jeder Hinsicht immer unterstützt haben.

Diese Arbeit wurde gefördert durch Mittel aus dem Graduiertenkolleg “Physik und Technik von Beschleunigern“ der DFG unter der Nummer 410/2-01 und der DFG Forschergruppe FOR 272/2-1 “Untersuchung von Vielteilcheneffekten in Atomkernen mit Elektronen und Photonen am S-DALINAC und die damit verbundene Weiterentwicklung des Beschleunigers“.

Lebenslauf

Marco Brunken

10. Oktober 1970	Geboren in Norden
1977 – 1981	Grundschule in Hage
1981 – 1983	Orientierungsstufe in Hage
1983 – 1990	Ulrichs-Gymnasium in Norden
Juni 1990	Abitur
1990 – 1991	Wehrdienst in Lüneburg und Varel
1991 – 1997	Studium der Physik an der Ruprecht-Karls-Universität zu Heidelberg
Juli 1997	Abschluß des Studiums mit Diplom
1997-2000	Stipendiat des Graduiertenkollegs “Physik und Technik von Beschleunigern“ an der Technischen Universität Darmstadt
seit Oktober 2000	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Kernphysik der Technischen Universität Darmstadt

Eidesstattliche Erklärung:

Hiermit erkläre ich an Eides statt, daß ich die vorliegende Dissertation selbständig verfaßt, keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel verwendet und bisher noch keinen Promotionsversuch unternommen habe.

Darmstadt, im Mai 2002